

Beobachtung und Simulation von Strukturen im Plasmaschweif eines Kometen

Von der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr.rer.nat.)
genehmigte
D i s s e r t a t i o n

von Christian Thomas Fischer
aus Mt. Kisco, New York, USA

1. Referent: Prof. Dr. Gerhard Haerendel

2. Referent: Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier

eingereicht am: 07. Oktober 1999

mündliche Prüfung (Disputation) am: 17. Dezember 1999

Druckjahr: 2000

Vorveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Gemeinsamen Naturwissenschaftlichen Fakultät, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Publikationen:

Ch. Th. Fischer, G. Haerendel, A. T. Bogdanov: "Dynamics of Structures in the Plasma Tail of Comet Hale-Bopp" in: "The First International Conference on Comet Hale-Bopp" (1997), *Earth, Moon and Planets*, (in press)

Ch. Th. Fischer, G. Haerendel, A. T. Bogdanov: "Numerische Simulation von Strukturen in Kometenplasmaschweif", Ausgewählte Forschungsergebnisse in: *Jahresbericht 1998*, Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, MPE-Report 269, pp. 83-87, 1999

Ch. Th. Fischer, G. Haerendel, A. T. Bogdanov: "Observation and Simulation of Tail Condensations" in: K. Szegő et al.: "Mass Loaded Plasmas", submitted to *Space Science Reviews*, 1999

Tagungsbeiträge (jeweils Vortrag):

Ch. Th. Fischer, G. Haerendel, A. T. Bogdanov: "Dynamics of Structures in the Plasma Tail of Comet Hale-Bopp", First International Conference on Comet Hale-Bopp, Puerto de la Cruz/Spain, February 1998

Ch. Th. Fischer, G. Haerendel, A. T. Bogdanov: „Dynamik von Strukturen in Plasmaschweif von Kometen“, Frühjahrstagung der Arbeitsgemeinschaft für Extraterrestrische Forschung, Göttingen, April 1998

Ch. Th. Fischer, G. Haerendel, A. T. Bogdanov: "Comet Tail Dynamics: Analysis of Observations of Comet Austin in Conjunction with Results from 3D Bi-ion Fluid Simulations", Workshop on Mass-Loaded Plasmas, International Space Science Institute, Bern/Switzerland, September 1998

Ch. Th. Fischer, G. Haerendel, A. T. Bogdanov: „Numerische Simulation von Strukturen im Plasmaschweif eines Kometen“, Frühjahrstagung der Arbeitsgemeinschaft für Extraterrestrische Forschung, Gießen, März 1999

Ch. Th. Fischer, G. Haerendel, A. T. Bogdanov: "Comet Tail Dynamics: Analysis of Observations of Comet Austin in Conjunction with Results from 3D Bi-ion Fluid Simulations", European Geophysical Society, The Hague/The Netherlands, April 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Plasmaumgebung eines Kometen	3
1.1.1	Sonnenwind	4
1.1.2	Massenbeladung des Sonnenwindes	5
1.1.3	Bugstoßwelle	7
1.1.4	Kometopause, Kontaktfläche	8
1.1.5	Ionisationsprozesse, Fluoreszenz	9
1.1.6	Plasmaschweif	10
1.1.7	Nichtmagnetisierte Planeten (Mars, Venus)	11
1.1.8	Gas und Staub	12
1.2	Strukturen im Plasmaschweif	12
1.2.1	Knoten, Dichteanhhäufungen	14
1.2.2	Dynamik von Schweifstrukturen	14
1.3	Numerische Simulationen	16
1.3.1	Simulation der Plasmaumgebung eines Kometen	17
2	Beobachtungsergebnisse	19
2.1	Komet Hale-Bopp	19
2.1.1	Beobachtungsbedingungen und Instrumentierung	19
2.1.2	Bildverarbeitung	22
2.1.3	Bestimmung der CO^+ -Dichte von Schweifstrukturen	22
2.2	Komet Austin	29
2.2.1	Beobachtungsbedingungen	29
2.2.2	Ergebnisse	30
2.3	Berechnung von Produktionsraten	31
3	Numerische Simulationen	37
3.1	3D-Zwei-Ionen-MHD-Modell	37
3.1.1	Die Modellgleichungen	37
3.1.2	Reduzierung und Normierung der Gleichungen	41
3.1.3	Die einzelnen Kraftterme	44

3.2	Numerische Realisierung	46
3.2.1	Flux Corrected Transport	46
3.2.2	Diskussion der Gleichungen	49
3.2.3	Anfangskonfiguration	50
3.2.4	Randbedingungen	51
3.3	Realisierung	52
3.4	Durchgeführte Tests	52
3.5	Erweiterungsmöglichkeiten	53
4	Globale Simulationsergebnisse und Diskussion	55
4.1	Parameterbereich	55
4.2	Vergleich mit <i>in situ</i> Beobachtungen	57
4.3	Abstand der Bugstoßwelle	60
4.4	Protonopause	61
4.4.1	Abstand der Protonopause	62
4.4.2	Bildung der Protonopause	63
4.4.3	Schwingung der Protonen	69
4.5	Schweif	69
4.5.1	Lage, Form, Stromschicht	69
5	Simulation von Schweifstrukturen	73
5.1	Räumlicher Verlauf der Simulationsvariablen	73
5.2	Bildung der Knoten	78
5.2.1	Dichteschwankung im Zentrum	78
5.2.2	Kräfte im Schweif	80
5.2.3	Zeitlicher Verlauf in der Nähe des Kometenkerns	84
5.2.4	Erhöhung der numerischen Auflösung	87
5.3	Bewegung der Knoten im Schweif	89
5.4	Ein eindimensionales Modell	95
5.5	Vergleich mit Komet Austin	101
6	Zusammenfassung	103
A	Tabellen	107

Kapitel 1

Einleitung

Kometen haben schon immer die Menschen fasziniert. Ein großer Teil dieser Faszination liegt sicherlich darin, daß die Erscheinung der Kometen sich von den anderen Himmelsobjekten unterscheidet, oft sehr hell ist und auch mit bloßem Auge erkennbare Strukturen zeigt. Die sichtbare Veränderung, die Dynamik der Strukturen im Schweif ist vielleicht sogar das Eindrucksvollste an der Erscheinung der Kometen am Himmel und Thema der vorliegenden Arbeit.

Durch zahlreiche Beobachtungen, erdgebunden und auch *in situ* durch Vorbeiflüge von Satelliten, und ihrer wissenschaftlichen Auswertung hat sich ein präzises Bild der Herkunft, Chemie und Dynamik von Gas, Staub und Plasma entwickelt; viele neue Fragen sind aufgetaucht.

Biermann [1951] schloß zuerst aus der Erscheinung der Kometenschweife auf die Existenz einer Korpuskularstrahlung von der Sonne, des sogenannten Sonnenwindes. Alfvén [1957] erkannte, daß die Wechselwirkung über interplanetare Magnetfelder geschehen muß. Er postulierte das klassische Bild des um den Kometenkern gewundenen interplanetaren Magnetfeldes, das die Ionen auf Bahnen leitet, die der Sonne entgegengesetzt sind (Abbildung 1.1). Die Existenz des interplanetaren Magnetfeldes und des Sonnenwindes wurde später durch *in situ* Beobachtungen nachgewiesen. Das physikalische Verständnis der Wechselwirkung eines Kometen mit dem Sonnenwind, speziell die des Plasmas, kann somit als Indikator für die Eigenschaften des Sonnenwindes, der den gesamten interplanetaren Raum durchdringt, herangezogen werden.

Ein Komet wird auch als „schmutziger Schneeball“ bezeichnet [Whipple, 1950, 1951]. Kometenkerne haben Durchmesser der Größenordnungen 100 m bis einige 10 km und bestehen zu 80% aus Wassereis. Der Rest sind Verunreinigungen in Form von Staub. Nähert sich ein Komet der Sonne, sublimiert das Eis, Gas- und Staubteilchen lösen sich ab und werden durch Photoionisation und Ladungsaustausch mit dem Sonnenwind teilweise ionisiert. Es entsteht eine Wolke aus Gas-, Staubteilchen und Ionen, die den Kometenkern umgibt. Sie bildet die Koma des Kometen. Die Anzahl

DYNAMICS OF PLASMA TAILS

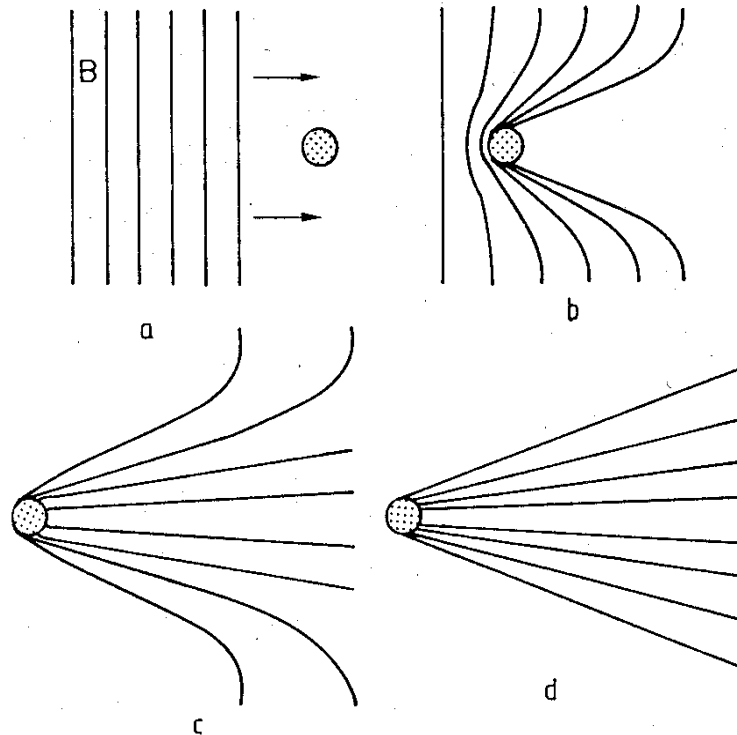


Abbildung 1.1: Klassisches Alfvén-Modell der Entstehung des Plasmaschweifes eines Kometen [Alfvén, 1957].

der Gasteilchen, die pro Zeiteinheit durch Sublimation der Oberfläche des Kometenkerns neu entsteht, kann mit einer Gasproduktionsrate beschrieben werden, die mit der Annäherung des Kometen an die Sonne wächst.

Das Gas in der Koma besteht wie der Kern hauptsächlich aus H_2O . Weitere wichtige Moleküle sind CO und CO_2 . Als Ionisationsprodukte werden hauptsächlich H_3O^+ , O^+ , H^+ , CO^+ und C^+ gemessen (z. B. [Mendis et al., 1985]).

Der Sonnenwind, in dem sich der Komet befindet, tritt mit dem Gemisch aus Gas, Staub und Ionen, in Wechselwirkung. Es entstehen Phänomene wie Staub- und Plasmaschweif. Nur die größten Kometen (Durchmesser $\gtrsim 10$ km), die nah genug an die Sonne (und Erde) kommen (in den Bereich von ≈ 1 AE), entwickeln eine mit bloßem Auge sichtbare Koma. Kometen wie Halley (1986), Hyakutake (1996) und Hale-Bopp (1997), um die bekanntesten und hellsten der letzten Zeit zu nennen, haben Gasproduktionsraten von 10^{28} bis zu einigen 10^{30} Teilchen pro Sekunde.

Diese Arbeit behandelt die Dynamik von Strukturen im Plasmaschweif eines

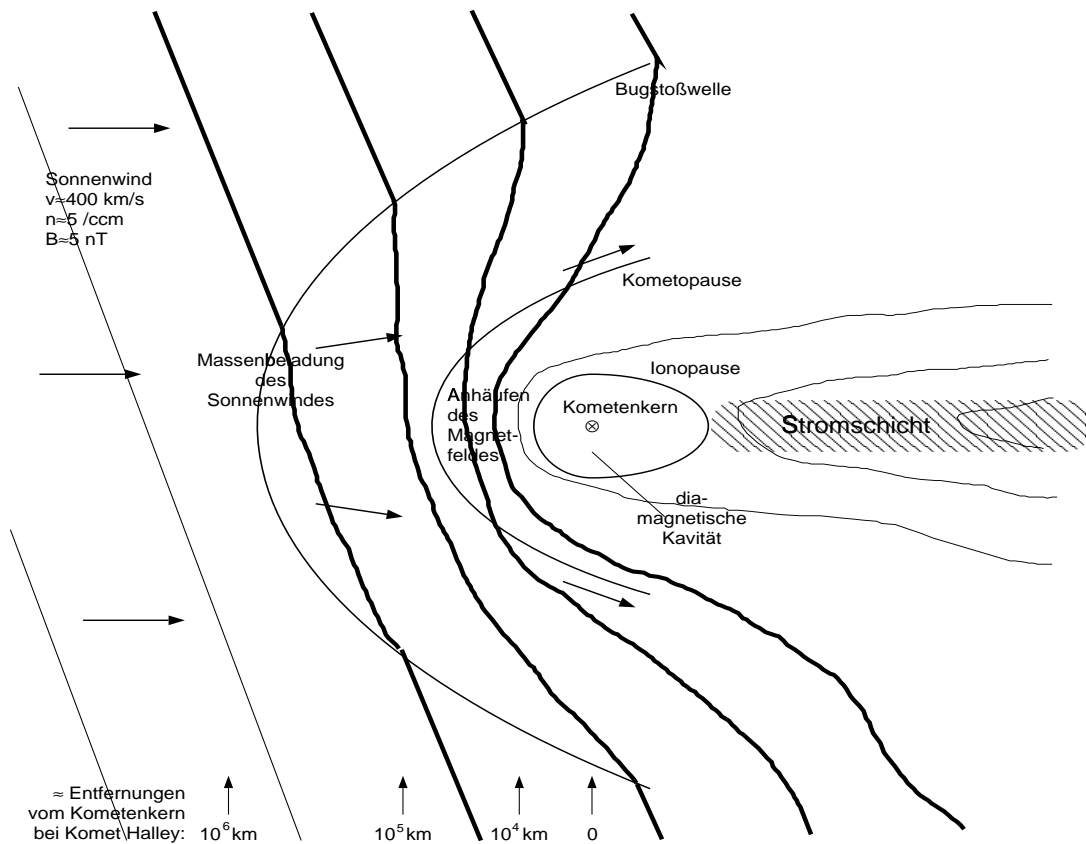


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Wechselwirkungen zwischen Sonnenwind und Komet (angelehnt an eine Darstellung aus [Flammer, 1991]). Die Lagen der einzelnen Diskontinuitätsflächen wie Bugstoßwelle, Kometopause und Ionopause sowie einige magnetische Feldlinien und die Stromschicht im Schweif sind eingezeichnet.

Kometen in Beobachtung und Simulation. Im folgenden soll auf die Wechselwirkung des kometaren Plasmas mit dem Sonnenwind eingegangen werden.

1.1 Plasmaumgebung eines Kometen

Die Plasmaumgebung eines Kometen ist in Abbildung 1.2 schematisch dargestellt. Die einzelnen Merkmale der Wechselwirkung werden im folgenden näher beleuchtet.

Tabelle 1.1: Plasmaeigenschaften des langsamen Sonnenwindes bei 1 AE (siehe z. B. [Baumjohann & Treumann, 1996]).

Radiale Fließgeschwindigkeit \vec{v}_{sw}	$\approx 400 \text{ km s}^{-1}$
Protonendichte oder Elektronendichte	5 cm^{-3}
Elektronentemperatur	10^5 K
Magnetfeldstärke	5 nT

1.1.1 Sonnenwind

Die Atmosphäre der Sonne expandiert ständig. Ein dünnes heißes Plasma, hauptsächlich aus Protonen bestehend, strömt in den interplanetaren Raum und ist schon sehr nahe an der Sonne eine Überschallströmung. Der Sonnenwind wird ununterbrochen von Raumsonden gemessen, seine Eigenschaften sind weitgehend bekannt (für eine ausführliche Beschreibung des Sonnenwindes siehe z. B. [Baumjohann & Treumann, 1996] oder [Glaßmeier & Scholer, 1991]). Für den sogenannten „langsamen Sonnenwind“ sind die mittleren Plasmamparameter in Tabelle 1.1 aufgelistet.

Im Sonnenwind werden oft folgende Phänomene beobachtet:

- Hochgeschwindigkeitsströmungen
- Stoßwellen verschiedener Herkunft
- Filamente, magnetische Wolken
- Alfvénwellen großer Amplitude
- Magnetohydrodynamische (MHD) Diskontinuitäten

Der Sonnenwind kann demnach starke Variabilität aufweisen, die natürlich auch die Wechselwirkung mit einem Kometen beeinflusst. Einige der im Plasmaschweif eines Kometen beobachteten Strukturen kann man auch auf solche Variabilitäten im Sonnenwind zurückführen (Abschnitt 1.2).

Röntgenstrahlung von Kometen

Im März 1996 wurde durch die Satelliten ROSAT und EUVE an Komet Hyakutake auch Emission von Röntgenstrahlung entdeckt [Lisse et al., 1996] [Mumma et al., 1997]. Daraufhin wurde auf Aufnahmen verschiedener Satelliten – vor und nach der ersten Entdeckung – bei weiteren Kometen, auch mit viel niedrigeren Produktionsraten als bei Hyakutake, Röntgenemission gefunden. Dies zeigt, daß

Röntgenstrahlung von Kometen ein allgemeines Phänomen ist. Das Maximum der Emission der Strahlung fällt dabei nicht mit dem Kometenkern zusammen, sondern ist immer in Richtung Sonne verschoben. Ihre Entstehung kann durch Ladungsaustausch zwischen hochgeladenen, schweren Ionen im Sonnenwind, z. B. C^{6+} , O^{6+} , Ne^{8+} , Si^{9+} und Fe^{11+} , mit neutralen Teilchen der Koma des Kometen erklärt werden: Die schweren Ionen fangen sich auf den äußeren Schalen Elektronen ein, die dann bei der partiellen Rekombination Röntgenstrahlung erzeugen [Cravens, 1997]. Diese Ionen sind nur zu einem sehr kleinen Anteil im Sonnenwind vorhanden ($\approx 0.1\%$), die berechneten Spektren und Intensitäten stimmen aber sehr gut mit den beobachteten überein und können ohne weitere Mechanismen die gefundene Röntgenemission erklären [Dennerl, 1999]. Hier betrachten wir die globale Wechselwirkung des Sonnenwindes mit einem Kometen. Die Röntgenemission beruht auf einem sehr kleinen Anteil an schweren hochionisierten Ionen im Sonnenwind und spielt bei unseren Betrachtungen keine Rolle.

1.1.2 Massenbeladung des Sonnenwindes

Der Pickup-Prozeß

Ein Teil der neutralen Gasteilchen der Koma eines Kometen wird durch Photodissoziation und -ionisation (durch UV-Strahlung), in größeren Entfernungen vom Kometenkern auch durch Ladungsaustausch mit den Protonen des Sonnenwindes, ionisiert. Wegen des im Sonnenwind vorhandenen elektrischen Feldes $\vec{E} = -\frac{\vec{v}_{sw} \times \vec{B}}{c}$ (im Ruhesystem des Kometen, \vec{B} ist dabei das vom Sonnenwind getragene ungestörte Magnetfeld, v_{sw} die Sonnenwindgeschwindigkeit, c die Lichtgeschwindigkeit) findet eine Wechselwirkung der ionisierten Teilchen mit dem Sonnenwind statt. Die Eigenbewegung der neutralen Teilchen des Kometen kann gegenüber der Geschwindigkeit des Sonnenwindes vernachlässigt werden. Jedes frisch ionisierte Teilchen erhält eine Gyration- und Driftbewegung:

$$\omega_g = \frac{qB}{mc} \quad (1.1)$$

$$\vec{v}_d = c \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (1.2)$$

Gleichung (1.2) gilt im Ruhesystem des Kometen. Dabei bedeuten ω_g die Gyrationfrequenz der ionisierten Teilchen, q und m deren Ladung und Masse, \vec{v}_d die Driftgeschwindigkeit, B ist der Betrag des Magnetfeldes im Sonnenwind. Dieser Vorgang heißt „Pickup-Prozeß“.

kleineren Kometen, wie z. B. Giacobini-Zinner und Grigg-Skjellerup nicht so effektiv ist und die Ionen weitgehend in der Ringverteilung bleiben. Bei größeren Kometen dagegen, wie z. B. Halley, sind Ionen, die weit entfernt vom Kometenkern ionisiert wurden, schon 10^6 km von der Bugstoßwelle stromaufwärts isotrop auf einer Schale verteilt, wie die Beobachtungen zeigen [Coates et al., 1990]. Weitere Analysen der *in situ* Beobachtungen wurden z. B. von Glaßmeier & Neubauer [1993], Neubauer et al. [1993], Glaßmeier et al. [1989] und Coates et al. [1993] durchgeführt. Bei schwächeren Kometen wie Grigg-Skjellerup muß man auch die Anregung von Instabilitäten in nichtgyrotropen Plasmen mit einbeziehen [Motschmann & Glaßmeier, 1993] (siehe dazu auch [Motschmann & Glaßmeier, 1998]). In einem aktuellen Review-Artikel sind die Prozesse im einzelnen beschrieben [Szegő et al., 1999].

Vereinfachte Betrachtung

Wie auch immer die Prozesse im einzelnen aussehen, effektiv geschieht folgendes: Der Sonnenwind überträgt einen Teil seines Impulses an die kometaren Ionen und verlangsamt sich dabei. In dieser Arbeit werden die einzelnen Vorgänge beim Ionen-Pickup (Wellenanregung in gyrotropen und nichtgyrotropen Plasmen, nichtlineare Prozesse, Pitchwinkelstreuung usw.) vernachlässigt, indem die Verteilung der Ionen im Geschwindigkeitsraum als bereits isotrop auf der in Abbildung 1.3 dargestellten Schale angenommen wird. In der magnetohydrodynamischen Betrachtung (Kapitel 3 und folgende) wird ohnehin über viele Ionen, also über die gesamte Schalenverteilung, gemittelt. Jedes frisch ionisierte Ion der Masse m_i erhält in dieser vereinfachten Betrachtung des Pickup-Prozesses im Mittel einen Impuls von $p = m_i \vec{v}_{sw}$, was den Sonnenwind entsprechend verlangsamt und hier die Massenbeladung darstellt. Im Falle einer (noch) nicht isotropen Schalenverteilung stellt diese vereinfachte Betrachtungsweise – besonders für α nahe 180° bzw. 0° – eine Überschätzung der Massenbeladung dar, d. h. es wird größerer Impulsaustausch angenommen, als dies in Wirklichkeit der Fall ist.

1.1.3 Bugstoßwelle

Wenn sich ein Komet auf seiner Bahn der Sonne nähert, steigt seine Gasproduktion an. Außerdem hängen die Plasmamaparameter des Sonnenwindes vom Abstand zur Sonne ab (z. B. höhere Dichte und stärkeres Magnetfeld bei kleinerem Abstand). Die Wechselwirkung des Kometen mit dem Sonnenwind ist daher ein Vorgang, der einer stetigen Änderungen unterworfen ist. Die Änderung dauert gegenüber den einzelnen Vorgängen im Kometenplasma aber lange genug, so daß die Plasmabedingungen zu einem Zeitpunkt als konstant angesehen werden können (Diskontinuitäten des Sonnenwindes wie oben erläutert oder Unregelmäßigkeiten in der Gasproduktion des Kometen sind in dieser Betrachtung vernachlässigt). Das Maximum der Entwicklung ist

im allgemeinen in nächster Nähe zur Sonne, also beim Durchgang des Perihel, erreicht.

Bei bestimmten Plasmabedingungen bildet sich vor dem Kometen eine Bugstoßwelle, was ein entscheidendes Charakteristikum für die weitere Wechselwirkung des Kometen mit dem Sonnenwind ist. Abbildung 1.4 zeigt den Parameterraum eines Kometen (normierte Produktionsrate und Alfvén-Machzahl) und die jeweilige Lage der Kometen Halley, Giacobini-Zinner und Grigg-Skjellerup, wie sie während der *in situ*-Messungen von Satelliten bestimmt worden ist. Es ist die normierte Produktionsrate

$$\sigma_h = \frac{Q_h \xi e}{B_\infty v_{ej} c} \quad (1.3)$$

dargestellt (vgl. auch Abschnitt 3.1.2). Hier sind Q_h die Produktionsrate des Kometen, $\xi = 1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ die Ionisationsrate, e die Elementarladung, $v_{ej} = 1 \text{ km s}^{-1}$ die (radiale) Auswurfgeschwindigkeit der kometaren neutralen Teilchen, B_∞ die Magnetfeldstärke des ungestörten Sonnenwindes und c die Lichtgeschwindigkeit.

Zur Zeit der Beobachtungen (Kapitel 2) liegt Komet Hale-Bopp in dieser Abbildung etwas oberhalb von Halley, Austin entspricht etwa Giacobini-Zinner. Da von Hale-Bopp und Austin keine *in situ* Beobachtungen vorliegen, und die Sonnenwindbedingungen nicht genau bekannt sind, können hier keine exakten Punkte angegeben werden. Eine Teilung in Regionen mit grundsätzlich verschiedener Dynamik der schweren Ionen, wie sie aus 2D Zwei-Ionen-MHD-Simulationen resultiert [Bogdanov et al., 1996], ist eingezeichnet.

In dieser Arbeit werden Plasmavorgänge bei Kometen betrachtet, die mit ihren Plasmabedingungen innerhalb des Bereichs der Bildung der Bugstoßwelle liegen. Die Physik der kollisionsfreien Bildung einer Bugstoßwelle ist ein eigenes Thema und soll hier nicht behandelt werden. Einige Ergebnisse der Theorie darüber werden später herangezogen (Abschnitt 4.3). Die Stoßwelle wird hier einfach als sprunghafte Änderung der Dichte, der Geschwindigkeit, des Magnetfeldes und der Temperatur verstanden. Sie liegt typischerweise in einem Abstand von $10^5 \dots 10^6 \text{ km}$ vor dem Kometen.

1.1.4 Kometopause, Kontaktfläche

Bei den *in situ* Beobachtungen an Kometen und an den nichtmagnetisierten Planeten (Mars, Venus) wurden zahlreiche Hinweise auf die Existenz eines weiteren Grenzübergangs, der Kometopause (bei Planeten: Planetopause), gefunden (ein Überblick ist in [Sauer et al., 1994] gegeben). Zwischen Bugstoßwelle und Kometenkern wird in einem Abstand von einigen 10^5 km vom Kometenkern ein sprunghaftes Absinken der (Sonnenwind-) Protonen registriert. Innerhalb dieser Grenze besteht das Plasma hauptsächlich aus kometaren Ionen. Allerdings gibt es hier auch widersprüchliche Arbeiten (z. B. [Rème et al., 1994]), und die physikalischen Vorgänge, die eine solche Grenzfläche verursachen, sind noch nicht eindeutig geklärt. Auf die Simulation der

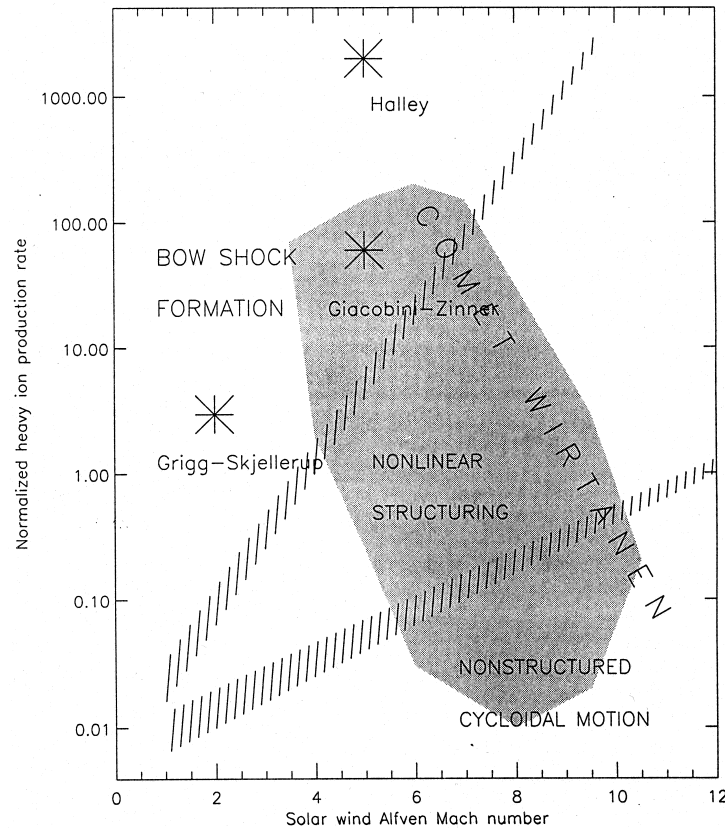


Abbildung 1.4: Normierte Quellstärke $\sigma_h = \frac{Q_h \xi_e}{B_\infty v_{ej} c}$ (siehe Text) und Machzahl (aus [Bogdanov et al., 1996]). Die Unterteilung in drei Bereiche ist das Ergebnis von Zwei-Ionen-MHD-Simulationen. Der graue Bereich demonstriert am Beispiel von Komet Wirtanen die Entwicklung eines Kometen in dem dargestellten Parameterraum.

Kometopause bzw. Protonopause wird in Abschnitt 4.4 näher eingegangen.

Beim Vorbeiflug an Halley wurde bei etwa $5 \cdot 10^3$ km eine weitere Grenzfläche gefunden, die Ionopause (oder Kontaktfläche), innerhalb der kein Magnetfeld existiert. Alle Ionen bleiben außerhalb dieser magnetischen Kavität. Auf der Basis eines Flußröhrenmodells kann allein durch die Wirkung der Massenbeladung und Reibung der Ionen mit den Neutralgastteilchen in der inneren Koma die Bildung und Größe der Kavität nachvollzogen werden [Haerendel, 1987a].

1.1.5 Ionisationsprozesse, Fluoreszenz

Abbildung 1.5 faßt schematisch die bisher diskutierten Merkmale der Kometenumgebung zusammen. Außerhalb der Bugstoßwelle ist der Plasma-Teilchenfluß auf den

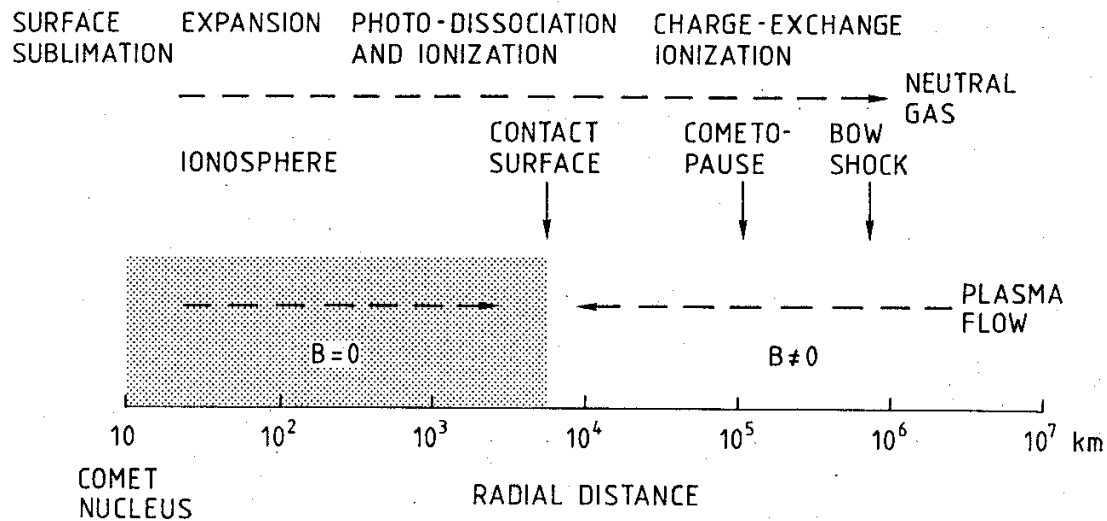


Abbildung 1.5: Querschnitt durch das Kometenplasma. Die verschiedenen Ionisationsprozesse und Grenzübergänge sind gekennzeichnet (aus [Ip & Axford, 1990]). Mit dem Begriff „Ionosphere“ ist hier etwas irreführend die magnetische Kavität gemeint.

Kometen zu gerichtet, innerhalb der magnetischen Kavität entgegengesetzt. Neutrale Gasteilchen, unbeeinflusst von den verschiedenen Plasmaübergängen, expandieren nach außen. Sie werden in unterschiedlichen Abständen durch Photoionisation und/oder Ladungsaustausch ionisiert.

Neutrale und ionisierte Moleküle in der Koma und im Schweif strahlen Licht aus. Im Gegensatz zum Staub ist dies nicht Streulicht, sondern Fluoreszenzlicht aus Resonanzfluoreszenz [Magnani & A'Hearn, 1986] [Arpigny, 1964] [Wyckoff & Wehinger, 1976] [Krishna Swamy, 1979], d. h. es sind konkrete Linien im Spektrum zu sehen. Im sichtbaren Bereich dominieren im Plasmaschweif besonders die Linien des CO^+ im blauen Spektralbereich, weshalb der Plasmaschweif mit bloßem Auge bläulich erscheint. Die Emission der Moleküle wird durch den g-Faktor (Emissionsrate pro Molekül) charakterisiert und wurde für die einzelnen Übergänge für verschiedene Moleküle für Kometen bestimmt. g-Faktoren für das CO^+ -Molekül sind bei Magnani & A'Hearn [1986] zu finden. Diese Art von Untersuchung ist wichtig, um aus beobachteten Intensitäten Informationen über Dichten zu erhalten. In Abschnitt 2.1.3 wird davon speziell für CO^+ Gebrauch gemacht.

1.1.6 Plasmaschweif

Die kometaren Ionen werden vom Sonnenwind mitgerissen, und es entsteht der Plasmaschweif. Auf der sonnenabgewandten Seite bildet sich wegen des antiparallel drahierenden Magnetfeldes eine Stromschicht $\vec{j} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \vec{B}$, die quer zum Schweif

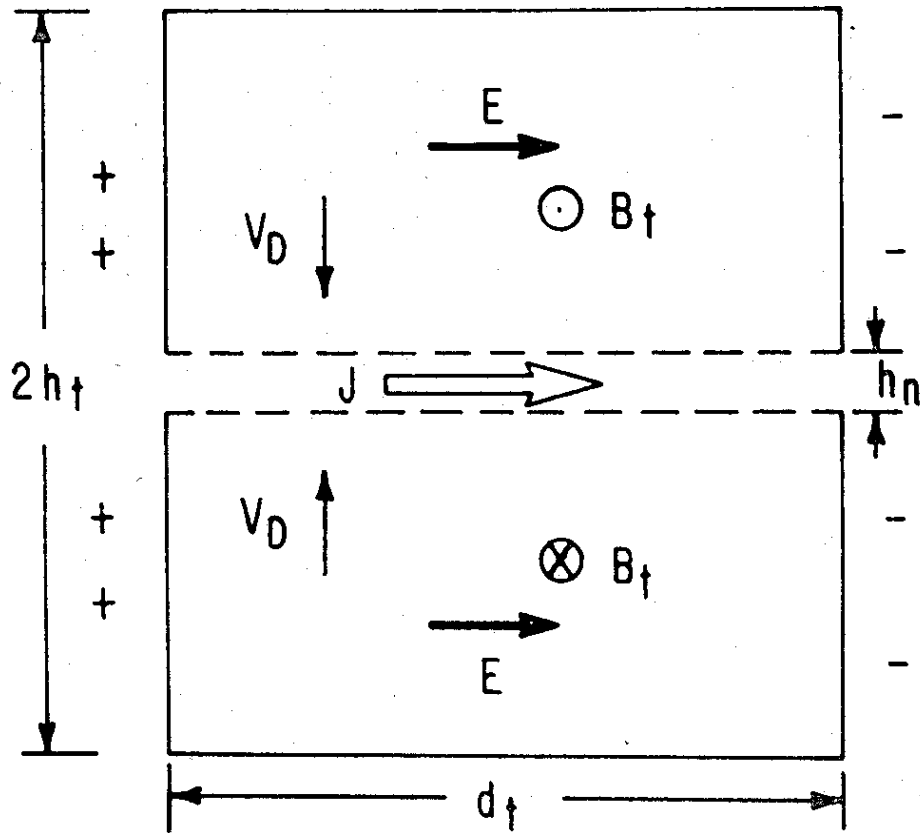


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung eines Querschnitts des Schweifs (aus [Mendis et al., 1985]). Im Ruhesystem des Kometenkerns gibt es ein elektrisches Feld, das eine Driftgeschwindigkeit v_d in den Schweif und einen Strom quer zum Schweif bewirkt.

verläuft (Abbildung 1.2). Ein Querschnitt dieser Stromschicht ist in Abbildung 1.6 dargestellt. Über die Kraft $\vec{j} \times \vec{B}$, speziell über den magnetischen Zug (siehe auch Kapitel 3.1.3), wird das Plasma in den Schweif beschleunigt. Durch die Bewegung der Ionen im Schweif folgt im Ruhesystem des Kometenkerns ein elektrisches Feld quer zum Schweif. Daraus folgen eine Driftgeschwindigkeit in den Schweif [Ershkovich, 1980] (siehe Abbildung 1.2), so daß der Plasmaschweif genau die Lage der Stromschicht wiedergibt.

1.1.7 Nichtmagnetisierte Planeten (Mars, Venus)

Planeten, die kein eigenes oder nur ein sehr schwaches Magnetfeld haben, wie z. B. Mars und Venus, sind in ihrer Wechselwirkung mit dem Sonnenwind den Kometen

sehr ähnlich, da der grundlegende Prozeß ebenfalls die Massenbeladung des Sonnenwindes ist. Ein wesentlicher Unterschied ist die durch die Größe (Masse) des zentralen Körpers, der bei Kometen mit nur etwa 10 km Durchmesser viel kleiner ist als bei den Planeten, nicht mehr zu vernachlässigende Schwerkraft. Bei den Planeten ist die Atmosphäre stark begrenzt, da die anfängliche thermische Geschwindigkeit der Ionen kleiner als die Fluchtgeschwindigkeit ist. Auch bei den genannten Planeten werden Bugstoßwelle, Planetopause (entsprechend der Kometopause), Ionopause und Schweif beobachtet.

1.1.8 Gas und Staub

Kollisionen zwischen Neutralgasteilchen und Ionen und auch von Ionen untereinander spielen vor allem in der inneren Koma des Kometen eine wichtige Rolle (beispielsweise bei der Formierung der magnetischen Kavität), wogegen sie außerhalb von etwa 10^4 km nicht mehr wesentlich sind.

Staubige Plasmen sind ein modernes Gebiet der Weltraumplasmaphysik (z. B. [Mendis & Rosenberg, 1994]). Die Staubteilchen haben großen Einfluß auf das Plasma, da sie sich selbst laden können und so als große schwere Teilchen auch zum Plasma gezählt werden müssen.

Gas und Staub werden in den Simulationen vollkommen vernachlässigt. Es wird nur die reine Plasmakomponente betrachtet. Die Physik allein dieser Komponente zeigt viele interessante Effekte, eine Hinzunahme von Gas und Staub in der inneren Koma wäre denkbar, würde aber die Simulationsrechnungen und die Analyse der Ergebnisse erheblich komplizieren und nicht wesentlich verändern. Die räumliche Auflösung der meisten Rechnungen, in denen vor allem Schweifstrukturen von Interesse sind, ist ohnehin nicht gut genug, um Effekte in der inneren Koma zu simulieren.

1.2 Strukturen im Plasmaschweif

In diesem Abschnitt sollen Beobachtungen von Strukturen im Plasmaschweif und deren Dynamik beschrieben werden. Die Vorbeiflüge an Halley, Giacobini-Zinner und Grigg-Skjellerup liefern immer nur eine Momentaufnahme des Plasmas, für die Erforschung großräumiger Bewegungen und Strukturbildungen sind diese Messungen nicht geeignet.

Es gibt im wesentlichen zwei Methoden, von der Erde aus die Dynamik des Plasmas zu bestimmen. Zum einen kann man Strukturen in der Koma oder im Schweif verfolgen und daraus eine Geschwindigkeit ableiten. Die gefundene Bewegung ist dann auch nur die der jeweiligen Struktur, was nicht zwingend mit der des Plasmas übereinstimmt. Mit Hilfe von Dopplermessungen kann andererseits direkt die Geschwindigkeiten der Ionen bestimmt werden.

Bei Kometen kommen zahlreiche Schweifstrukturen, wie z. B. Strahlen, Knicke im Schweif, spiralförmige Wellen, Knoten und Schweifabrisse vor. Welche der Strukturen zu sehen sind, hängt von der Aktivität und Eigenschaften des Kometen sowie von den Bedingungen des Sonnenwindes ab. In Abbildung 1.7 ist der Staub- und Plasmaschweif des Kometen Mrkos vom 25. August 1957 [Lüst, 1963] zu sehen. Deutlich kann man einzelne Strahlen, Wellen und Dichteunregelmäßigkeiten im Schweif erkennen.

Strahlen

Strahlen treten bei allen helleren Kometen auf. Sie treten meistens in symmetrischen Paaren mit Durchmessern von 10^3 bis 10^4 km auf und lassen sich von großen Entfernungen bis hin zu kleinen Abständen von einigen 10^3 km vom Kern beobachten [Wurm, 1963]. Ihre Länge kann von 10^5 km bis zu in Einzelfällen 10^7 km betragen [Mendis et al., 1985]. Dem Alfvénschen Modell der fortschreitenden Drapierung und Streckung des Magnetfeldes folgend (Abbildung 1.1) repräsentieren die Strahlen magnetische Flußröhren, entlang denen kometare Ionen nach außen transportiert werden. Ansätze, das Auftreten von einzelnen, deutlich unterscheidbaren Strahlen zu erklären, gehen immer auf eine periodische Erhöhung der Ionisation in der inneren Koma oder einen erhöhten Verlust (über Rekombination) zurück. In einem thermodynamischen Modell führt Ip [1994] die schwankende Rekombination auf eine Modulation des Wärmetransportes durch Elektronen entlang der magnetischen Flußröhren in der inneren Koma zurück.

Spiralförmige Wellen

Spiralförmige Wellen, wie sie auch bei Komet Halley beobachtet wurden, werden durch Plasmainstabilitäten seitlich des Schweifs erklärt. Ershkovich et al. [1972], Ershkovich [1980] und Ershkovich & Mendis [1983] beschreiben ein Modell, in dem ein zylindrischer Plasmaschweif vom Sonnenwind durch eine tangentielle Diskontinuitätsfläche getrennt ist. Diese Diskontinuitätsfläche unterliegt bei typischen kometaren Bedingungen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität und verursacht die spiralförmigen Wellen.

Schweifabrisse

Schweifabrisse zählen zu den wohl spektakulärsten Phänomenen. Sie werden durch plötzliche Änderung der äußeren Bedingungen, wie z. B. eine Richtungsänderung um 180° des Magnetfelds, erklärt [Niedner & Brandt, 1979][Yi et al., 1996], wobei auch magnetische Rekonnexion eine Rolle spielen kann. Solche Unregelmäßigkeiten gehören zu den Eigenschaften des Sonnenwinds (Abschnitt 1.1.1). Durch ähnliche Effekte werden auch Knicke und andere Unregelmäßigkeiten im Plasmaschweif erklärt

[Mendis et al., 1985].

1.2.1 Knoten, Dichteanhhäufungen

Im Gegensatz zu Schweifabrissen treten Knoten und Dichteanhäufungen im Schweif oft regelmäßig und über längere Zeiträume hinweg auf. Solche *regelmäßige* Knoten können nicht mit plötzlichen Änderungen der äußeren Bedingungen erklärt werden und verlangen einen Mechanismus, der unabhängig von Änderungen der äußeren Bedingungen ist. Dichteunregelmäßigkeiten werden praktisch nur in der Nähe der Schweifachse beobachtet (siehe z. B. [Lüst, 1962]), seitliche Strahlen sind gerade gestreckt. Die Reibungskräfte, die die magnetischen Flußröhren (im Alfvénschen Bild, Abbildung 1.1) spannen, lassen auf der sonnenabgewandten Seite des Kometen nach und die Flußröhren entspannen sich, wodurch die wellenartigen Strukturen und Knoten entstehen. Besonders regelmäßige und deutliche Knoten wurden bei Komet Austin beobachtet (siehe Abschnitt 2.2).

Unregelmäßige Dichteänderungen oder vereinzelte Knoten im Schweif können nicht nur das Resultat der Änderung der *äußeren* Bedingungen sein, sondern auch durch Variationen der Produktionsrate hervorgerufen werden. Es ist bekannt, daß die Sublimation hauptsächlich an einigen „aktiven Zentren“ auf dem sonnenzugewandten Teil der Oberfläche des Kometenkerns geschieht, die sich alleine durch dessen Rotation ständig ändern [Keller, 1990] [Grün & Jeßberger, 1990]. Außerdem gibt es „Jets“, spontane Masseausstöße, die durch größere, plötzlich vom Kometenkern ablösende Masseklumpen erklärt werden.

1.2.2 Dynamik von Schweifstrukturen

Beobachtungen von Schweifstrukturen wurden z. B. an den Kometen Morehouse [Lüst, 1967], Mrkos [Lüst, 1962, 1963], Halley [Celnik & Schmidt-Kaler, 1987] und Swift-Tuttle [Jockers & Bonev, 1997] durchgeführt. Es wurden die verschiedensten Strukturen verfolgt, d. h. Dichteunregelmäßigkeiten aller Art. Anfänglich haben Strukturen Geschwindigkeiten von etwa 10 km s^{-1} bei Abständen von einigen 10^5 km vom Kometenkern. Sie werden mit 100 cm s^{-2} entlang des Schweifs auf Geschwindigkeiten von 100 km s^{-1} oder mehr beschleunigt (in Abständen von einigen 10^7 km), erreichen aber niemals die Geschwindigkeit des ungestörten Sonnenwindes.

Doppler-Messungen wurden z. B. an Komet Levy 1990c durchgeführt [Rauer & Jockers, 1993]. Es wurden Geschwindigkeiten von 10 bis 70 km s^{-1} in Abständen bis zu 10^6 km im Schweif gefunden. Diese Geschwindigkeiten stimmen etwa mit der einzelner Strukturen überein. Hellere Strukturen, also solche mit größerer Masse, bewegen sich dabei langsamer als andere. Doppler-Messungen an Halley zeigen Beschleunigungen von bis zu 300 cm s^{-2} [Scherb et al., 1990]. Die erhaltenen Werte sind hier teilweise viel höher als die, die man aus der Verfolgung einzel-

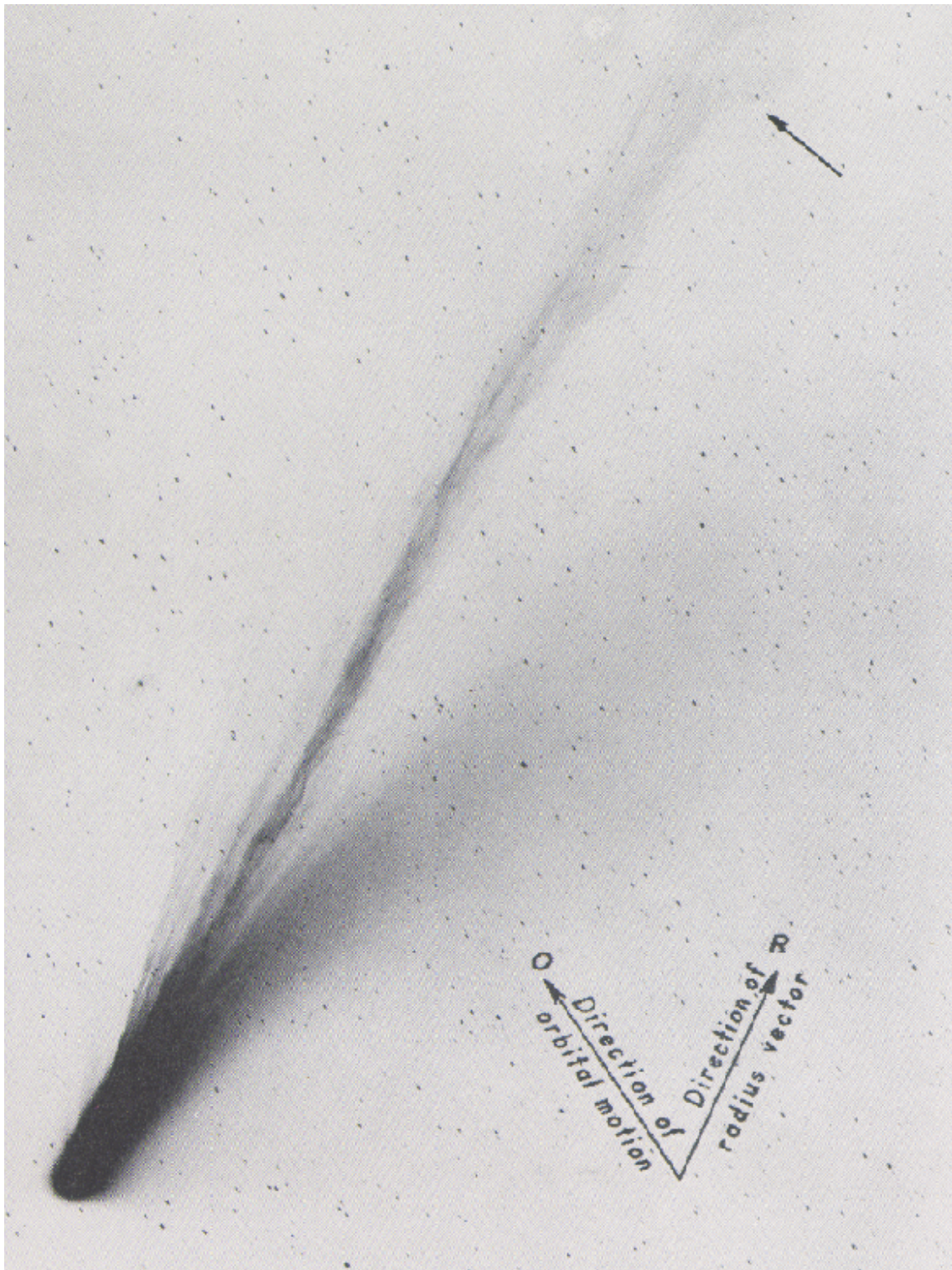


Abbildung 1.7: Komet Mrkos. Aufgenommen am 25. August 1957 (aus [Lüst, 1962] [Lüst, 1963]). Deutlich sind Staubschweif und Plasmaschweif zu erkennen. Der Plasmaschweif zeigt Strahlen und Wellenphänomene. Der Pfeil am oberen Bildrand zeigt auf eine Unregelmäßigkeit im Plasmaschweif, die in ihrer Entwicklung verfolgt werden konnte.

ner Strukturen erhält [Celnik & Schmidt-Kaler, 1987]. Scherb et al. [1990] erklärt die Diskrepanzen damit, daß in seiner Betrachtung nur hellere, d. h. auch massereichere, Strukturen verfolgt wurden, die sich langsamer bewegen, und so eine systematische Abweichung zustande kommt.

Eine ganz genaue Übereinstimmung zwischen den Geschwindigkeiten aus Dopplermessungen und aus der Verfolgung einzelner Strukturen konnte bisher auch wegen der unzureichenden Genauigkeit beider Methoden noch nicht gefunden werden. Im weiten Schweif eines Kometen wurden bisher noch keine Dopplermessungen durchgeführt. Ob die Bewegung der Strukturen im Schweif durch die Bewegung des Plasmas zustande kommt, ist noch nicht geklärt. Es wäre auch möglich, daß sich die Strukturen mit einer anderen Geschwindigkeit als die einzelnen Ionen bewegen, z. B. in Form einer Dichtewelle, die sich mit einer Gruppengeschwindigkeit unterschiedlich von der Plasmageschwindigkeit fortpflanzt.

Ein sehr interessanter Fall eines Kometenplasmas wurde bei den Experimenten mit künstlichen Kometen [Haerendel, 1987b] betrachtet. Auch hier wurden Knotenstrukturen im Schweif beobachtet. Natürlich sind die Bedingungen (zeitlich begrenzte Quelle, geringere Gasmenge usw.) sehr verschieden, aber auch hier ergibt sich die Frage nach einem Mechanismus, der die Strukturbildung unabhängig von den äußeren Bedingungen erklärt.

1.3 Numerische Simulationen

In vielen Fällen können Gleichungen, die die uns interessierenden Phänomene der Wechselwirkung des Kometen mit dem Sonnenwind beschreiben, nicht mehr analytisch gelöst werden. Durch numerische Verfahren können Lösungen gefunden werden. Diese tragen die Eigenschaften des gewählten numerischen Verfahrens und stellen immer nur Annäherungen an „richtige“ Lösungen dar. Hinzu kommen Einschränkungen, wie die begrenzte Rechnerkapazität und endliche Rechengeschwindigkeit, was die räumliche und zeitliche Auflösung limitiert. Simulationsergebnisse stellen auch „nur“ Experimente dar und müssen sehr vorsichtig im Hinblick auf künstliche numerische Effekte interpretiert werden.

Simulationsrechnungen sind aber oft das einzige Mittel, überhaupt eine Vorstellung über wichtige Eigenschaften eines Systems zu gewinnen. Vor allem im Bereich der Dynamik im Kometenplasma können Simulationen wichtige Ansätze über relevante Effekte liefern, da die bisher durchgeführten *in situ* Beobachtungen nur eine Momentaufnahme der Plasmaparameter darstellen.

1.3.1 Simulation der Plasmaumgebung eines Kometen

Um die physikalischen Eigenschaften des Kometenplasmas zu beschreiben, können die magnetohydrodynamischen Gleichungen herangezogen werden. Solche MHD-Modelle wurden für eine und mehrere Ionensorten aufgestellt und numerisch in ein, zwei und drei Dimensionen gelöst.

Ein-Ionen-MHD-Simulationen wurden z. B. von Biermann et al. [1967], Wegmann [1995], Gombosi et al. [1996] und Schmidt-Voigt [1987] durchgeführt. Die globale Wechselwirkung des Kometen mit dem Sonnenwind kann damit verstanden werden. Auch Details wie die magnetische Kavität können in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten aus den Vorbeiflügen simuliert werden. Strukturen im Schweif sind im MHD-Bild vor allem durch zeitabhängige Simulationen gefunden worden. Wegmann [1995] fand Schweifabrisse bei einer Änderung der Richtung des Magnetfeldes um 180° . Schmidt-Voigt [1987] dagegen erhielt bei der Umpolung des Magnetfeldes in seinen MHD-Simulationen Massenanhäufungen im Schweif.

Auch mit Zwei-Ionen-MHD-Modellen wurden 2D-Simulationen durchgeführt [Sauer, 1988] und Strukturen bei schwachen Kometen (ohne Bildung einer Bugstoßwelle) gefunden [Bogdanov et al., 1996]. Diese Strukturen sind die kollektive zyklonale Bewegung der kometaren Ionen. Hier soll noch erwähnt werden, daß die Protonopause (analog zur Kometopause, Planetopause) erst bei den Zwei-Ionen-Modellen als neuer Grenzübergang simuliert werden konnte [Sauer et al., 1994]. In einem Mehrionen-MHD-Modell in 2D wurden auch Strukturierungen gefunden, die im wesentlichen durch die Einbeziehung von Druckanisotropien zustande kommen [Raeder, 1990].

MHD-Modelle vernachlässigen Teilcheneffekte vollkommen. Bei den sogenannten Hybrid-Simulationen werden einzelne Ionenbahnen simuliert, die Elektronen als (meist masselose) Flüssigkeit betrachtet. Solche Simulationen sind ebenfalls für Kometen angewandt worden [Lipatov et al., 1997] und gehen auch in Einzelheiten beim Pickup-Prozeß (vgl. Abschnitt 1.1.2). Natürlich sind diese Methoden viel rechenintensiver und im Moment hauptsächlich für die globale Simulation der Massenbeladung durch Kometen oder ähnliche Objekte interessant.

Kapitel 2

Beobachtungsergebnisse

2.1 Komet Hale-Bopp

Der eigentliche Zweck der Beobachtung durch den Autor dieser Arbeit war die Bestimmung der Dynamik einzelner Schweifstrukturen bei gleichzeitiger Photometrie mit dem Ziel der Dichtebestimmung der verfolgten Strukturen. Auf diese Weise sollten Informationen über die im Schweif vorhandenen Kräfte und Beschleunigungen gewonnen werden. Innerhalb der begrenzten Beobachtungszeit pro Nacht konnten jedoch keine signifikanten Änderungen auf den Aufnahmen festgestellt werden. Andererseits unterschieden sich die Strukturen von zwei aufeinander folgenden Nächten so sehr, daß keine Gemeinsamkeiten identifiziert werden konnten und somit auch keine Aussage über die Dynamik gemacht werden konnte. Die Beobachtungsdaten eignen sich daher nicht zur Bestimmung der Dynamik von Schweifstrukturen. Anhand einiger Aufnahmen lassen sich aber sehr gut die (CO^+ -) Dichten in einzelnen Strukturen bestimmen.

2.1.1 Beobachtungsbedingungen und Instrumentierung

Im April und Mai 1997 wurde in Zusammenarbeit mit der Universität Heraklion mit dem 30-cm-Teleskop auf dem Skinakas/Kreta Komet Hale-Bopp beobachtet. Zu dieser Zeit stand der Komet nahe des Perihel. Mit seiner hohen Produktionsrate von $4 \cdot 10^{30} \text{ s}^{-1}$ liegt die Wechselwirkung des Kometen mit Sicherheit in dem Bereich, wo sich eine Bugstoßwelle formiert (vgl. Abbildung 1.4). Es wurde in zwei Neumondphasen, Anfang April und Anfang Mai, beobachtet. Die wichtigsten Kometenparameter sind am ersten und letzten Tag der Beobachtung (stellvertretend für die beiden Neumondphasen) in Tabelle 2.1 angegeben. Der wesentliche Unterschied bei der Beobachtungszeiträume ist der Winkel, unter dem der Plasmaschweif projiziert von der Erde aus gesehen werden konnte. Der Projektionswinkel von ca. 45° (Anfang April) läßt eine recht gute Auflösung von Schweifstrukturen zu. Anfang Mai war

Tabelle 2.1: Parameter des Kometen Hale-Bopp (aus [Dello Russo et al., 1997], [Mumma et al., 1997]) am ersten und letzten Tag der Beobachtung.

	6. April 1997	5. Mai 1997
Abstand zur Sonne (AE)	0.92	1.10
Abstand zur Erde (AE)	1.40	1.84
Projektionswinkel des Schweifs	45.7°	27.7°
Gasproduktionsrate (s^{-1})	$\approx 4 \cdot 10^{30}$	
CO/H ₂ O	≈ 0.04	
mögliche Beobachtungszeit pro Nacht	2½ Stunden	1½ Stunden

der Schweif nur noch unter ca. 30° zu sehen, was eine klare Erkennung von Strukturen zunehmend erschwerte; eine weitere Einschränkung war die kürzer werdende mögliche Beobachtungszeit innerhalb einer Nacht. Pro Nacht standen in der ersten Phase etwa 2½ Stunden Beobachtungszeit zur Verfügung, jeweils direkt ab Einbruch der Dunkelheit. Eine Beobachtung in den frühen Morgenstunden war für eine knappe Stunde prinzipiell möglich, jedoch stand der Komet zu dieser Zeit ungünstig über der nicht ganz dunklen Stadt Heraklion, so daß eine Auflösung von Schweifstrukturen nicht möglich war. In der zweiten Phase konnte der Komet nur noch etwa eine Stunde pro Nacht beobachtet werden.

Durch schlechte Wetterbedingungen war es leider lediglich in fünf Nächten möglich, den Kometen zu beobachten, am 6., 7., 10. April und 4., 5. Mai. Die Bedingungen am 6. und 7. April waren sehr gut, so daß in diesen beiden Nächten sehr schöne Aufnahmen gelungen sind.

Um bei der Beobachtung der Strukturen im Plasmaschweif einen guten Kontrast zu erzielen, wurde ein CO⁺-Filter mit einer zentralen Wellenlänge von 4273 Å und einer Breite von 76 Å benutzt. Eine CCD-Kamera der Firma Photometrics mit 1024×1024 Pixeln erreichte unter den vom Teleskop gegebenen optischen Eigenschaften sowie dem Abstand des Kometen eine Auflösung von ≈ 5000 km pro Pixel (senkrecht zum Sehstrahl, ≈ 7000 km in Schweifrichtung). Eine Belichtungszeit von 2 bis 4 Minuten erwies sich als sinnvoll; da der Komet ohne Nachführung seiner Eigenbewegung beobachtet wurde, kamen längere Belichtungszeiten nicht in Frage.

Um die Dynamik von Strukturen messen zu können, wurden in einer Nacht möglichst viele Bilder des Kometenkerns und des Schweifs aufgenommen. Tabelle A.1 zeigt eine Übersicht über alle gelungenen Aufnahmen.

Abbildung 2.1 zeigt ein aus drei Bildern zusammengesetztes Mosaik des Kometen Hale-Bopp am 7. April 1997. Deutlich sind einzelne Schweifstrahlen und wellenartige Phänomene zu sehen. Der vom Kometenkern nach rechts gekrümmte hellere Teil ist der Ansatz des Staubschweifs. In diesem Bereich dringt neben dem CO⁺-

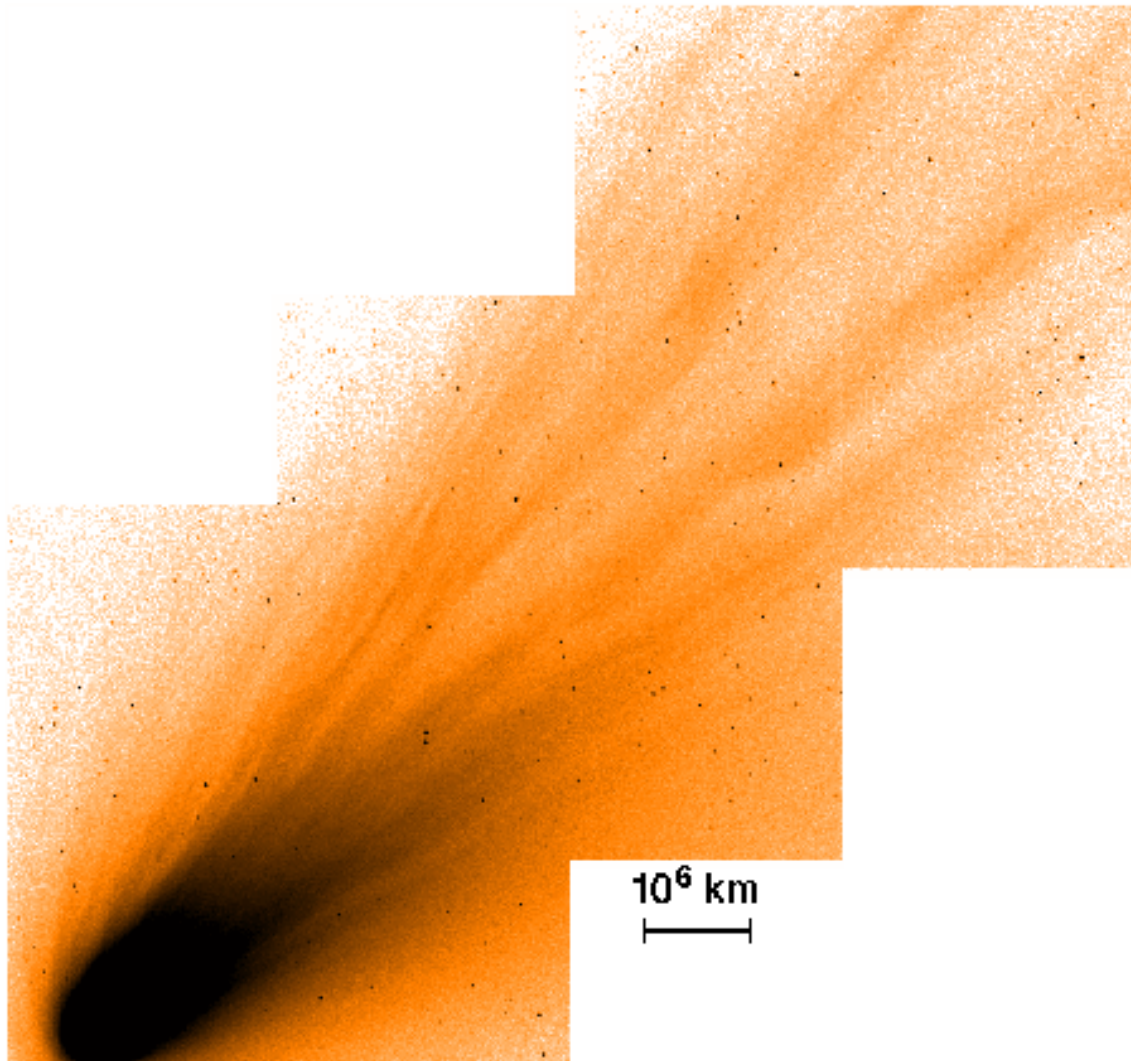


Abbildung 2.1: Mosaik-CCD-Aufnahme des Plasmaschweifes von Komet Hale-Bopp, gewonnen am 7. April 1997 vom Skinakas/Kreta mit einem 30-cm-Teleskop bei einer Belichtungszeit von 4 Minuten. Benutzt wurde ein CO^+ -Filter. Diese falschfarbene Darstellung zeigt zahlreiche Schweifstrukturen.

Fluoreszenzlicht des Plasmas auch viel an Staubteilchen gestreutes weißes Sonnenlicht durch das Filter. Die Helligkeiten in dieser Region können also nicht direkt mit der (CO^+ -)Plasmadichte in Verbindung gebracht werden.

2.1.2 Bildverarbeitung

Die CCD-Aufnahmen wurden den üblichen Prozeduren wie Bias- und Flatfield-Korrektur unterzogen. Außerdem wurden mit Hilfe von Methoden des ESO/MIDAS-Programms defekte Pixelreihen der CCD-Kamera ihrer nächsten Umgebung angeglichen. Die vom Abstand des Beobachtungsobjektes zum Horizont abhängende atmosphärische Extinktion sowie die unterschiedlichen Belichtungszeiten wurden ebenfalls korrigiert. Durch einen Vergleich der so erhaltenen Intensitäten auf den Aufnahmen erhält man einen Eindruck von der Qualität der Beobachtung einer Nacht, d. h. stimmen die Intensitäten auf verschiedenen Bildern einer Nacht überein, haben sich die Bedingungen innerhalb der Nacht nicht verändert. Am 7. April 97 wurde die beste Übereinstimmung der Intensitäten und gleichzeitig höchste Intensität des Kometen erzielt, es war also eine besonders klare und konstante Nacht. Aus diesem Grund wurden für die nun folgende Bestimmung der Dichte im Schweif ausschließlich die Beobachtungsdaten vom 7. April herangezogen.

2.1.3 Bestimmung der CO^+ -Dichte von Schweifstrukturen

Eichung mit Hilfe von Standardsternen

Für die Eichung wurden nach der Beobachtung des Kometen zwei geeignete Standardsterne mit ähnlichem Horizontabstand wie Hale-Bopp für etwa zwei Stunden mit gleicher Belichtungszeit und gleichen Teleskopparametern wiederholt aufgenommen. Standardstern soll hier bedeuten, daß die pro Sekunde und Fläche emittierte Strahlung des Sterns im Spektralbereich des CO^+ bekannt ist. Die auf den CCD-Aufnahmen erhaltenen Intensitäten können so in einen Strahlungsfluß umgerechnet, also geeicht werden. Es konnten außerdem zwei weitere geeignete Sterne auf den Kometenaufnahmen identifiziert werden [Vehrenberg, 1970], deren Helligkeiten und Spektralverteilung in Katalogen [Smithsonian Astrophysical Observatory, 1971] gefunden und so für die Eichung der Helligkeiten herangezogen wurde. Man erhält für jede Standardsternaufnahme ein Verhältnis von Strahlungsfluß/CCD-Intensität. Aus allen Aufnahmen (einzelne Standardsterne und Sterne auf den Kometenaufnahmen) wurden die Verhältnisse gemittelt. Man erhält einen Faktor, mit dem die CCD-Intensitäten des Kometen in einen Strahlungsfluß umgerechnet werden können. Durch die umfangreiche Beobachtung von Standardsternen liegt die Eichung, also der Umrechnungsfaktor, innerhalb eines statistischen Fehlers von 4%.

CO⁺-Flächendichte entlang der Sichtlinie

Zur Abschätzung der CO⁺-Flächendichte einzelner Schweifstrukturen soll ein einfaches Modell über den Fluoreszenzvorgang des Plasmas [A'Hearn & Festou, 1990] verwendet werden. Dabei wird folgendes angenommen:

- die gewonnene Lichtintensität stammt ausschließlich von CO⁺
- die meisten Moleküle befinden sich im Grundzustand
- Resonanzfluoreszenz ist der dominierende Prozeß

Die erste Annahme ist durch die geringe Wellenlängenbreite des Filters gewährleistet (siehe Abschnitt 2.1.1), d. h. Licht von anderen Linien, die in den Bereich des Filters fallen, ist vernachlässigbar. Außerdem wurden für die Berechnungen von (Raum-) Dichten nur Strukturen in größerer Entfernung vom Kometenkern analysiert, um Streulicht von Staub weitgehend ausschließen zu können. Die zweite Annahme trifft außerhalb einer Entfernung von 10⁴ km um den Kometenkern zu [Crovisier, 1985], die dritte Annahme gilt für CO⁺, da dessen Termschema hauptsächlich erlaubte Elektronenübergänge im sichtbaren Licht enthalten [Magnani & A'Hearn, 1986]. Hierzu wurden auch weitere Rechnungen durchgeführt, die die dritte Annahme rechtfertigen [Arpigny, 1964] [Wyckoff & Wehinger, 1976] [Krishna Swamy, 1979]. Die resultierende Formel lautet [A'Hearn & Festou, 1990]:

$$F = \frac{gN}{4\pi\Delta^2r^2} \quad (2.1)$$

Hier sind F die Energie pro Fläche und Zeit, N die Molekülanzahl, g der g -Faktor oder Fluoreszenzemissionsrate pro Molekül des betrachteten Molekülübergangs, Δ der Abstand vom Beobachter und r der Abstand von der Sonne in AE (hier als dimensionslose Größe aufgefaßt).

Die Fluoreszenzeigenschaften des CO⁺-Moleküls sind bekannt. Für den g -Faktor der für das Filter wesentlichen Linien wird ein Wert von $1,6 \cdot 10^{-14}$ erg s⁻¹ verwendet (siehe dazu [Magnani & A'Hearn, 1986]). Dieser Wert ist gültig, solange die Anregung der CO⁺-Moleküle viel schneller geht als die Lebensdauer der Moleküle ist, d. h. es müssen genügend Photonen vorhanden sein. Dies ist in einer Entfernung von etwa 1 AE von der Sonne der Fall [Magnani & A'Hearn, 1986] und trifft auch für den Kometen Hale-Bopp zur Zeit der Beobachtungen zu (Abstand 1.4 AE). Die auf den Kometenaufnahmen geeichte Intensität kann so direkt in Teilchen pro Fläche (Sichtlinie) umgerechnet werden. Die erhaltenen CO⁺-Flächendichten sind auf der Skala in Abbildung 2.2 gezeigt. Diese CO⁺-Flächendichten gelten *nicht* für den nächsten Bereich um den Kometenkern; die Vergrößerung zeigt daher die Eichung eines Bereichs, der außerhalb des durch Streulicht von Staub beeinflussten Gebietes liegt.

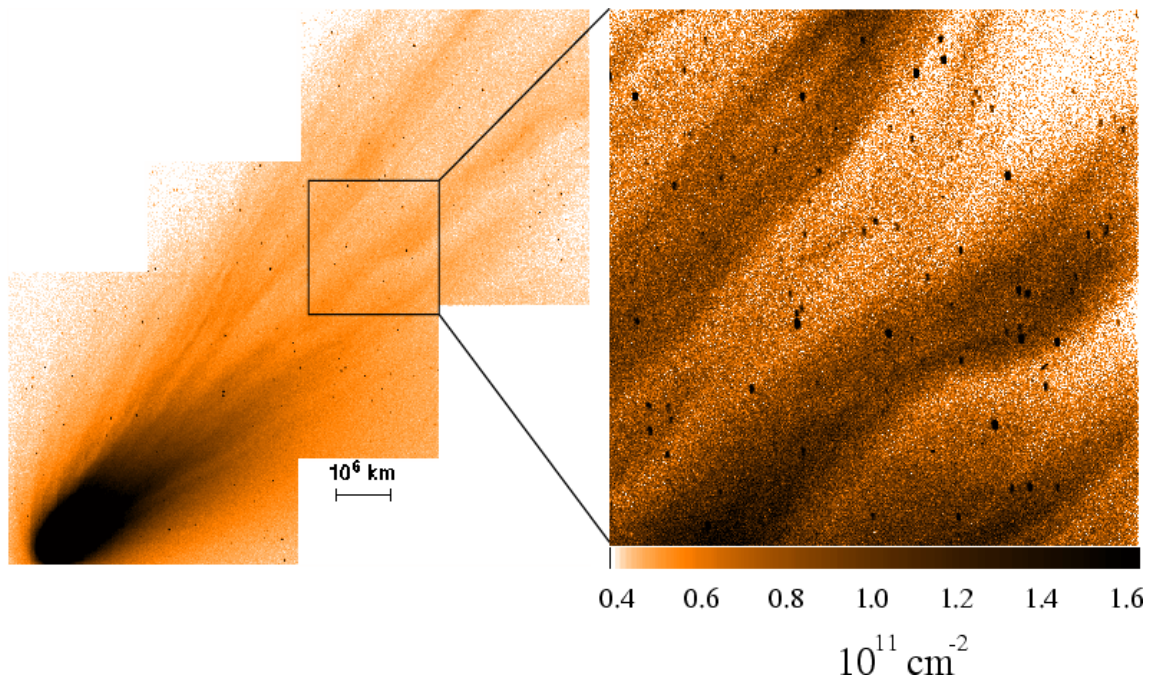


Abbildung 2.2: Komet Hale-Bopp vom 7. April 1997 und Vergrößerung. Die Helligkeit ist auf CO⁺-Flächendichte (Dichte entlang der Sichtlinie) geeicht. Die Eichung ist nur für Regionen in weiterer Entfernung vom Kometenkern genau (siehe Text).

CO⁺-Dichte in einzelnen Schweifstrukturen

Unter den Annahmen von Rotationssymmetrie einer Schweifstruktur kann die CO⁺-Flächendichte entlang der Sichtlinie in eine räumliche CO⁺-Dichte umgerechnet werden. Hierzu müssen natürlich geeignete Strukturen gewählt werden, d. h. solche, die ihrem Aussehen nach die Annahme rechtfertigen. Um nicht allzu stark verrauschte Profile integrieren zu müssen, wurden jeweils mehrere Profile entlang der jeweiligen Struktur gemittelt, und dann die Umrechnung begonnen. In Abbildung 2.4 ist eine Struktur gezeigt, deren CO⁺-Dichte bestimmt wurde. Dabei wurden mehrere Profile (quer zur Struktur) innerhalb des Parallelogramms gemittelt. Das Resultat dieser Mittelung ist im oberen Teil der Abbildung 2.5 zu sehen. Das weitere Vorgehen ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt und beinhaltet folgende Schritte:

1. Der Untergrund wird bestimmt und vom Profil abgezogen. Dabei werden Hintergrundsterne, die einen Beitrag zur Intensität liefern, herausgenommen.
2. Das CO⁺-Flächendichteprofil wird integriert und die erhaltene Teilchenzahl mal Strukturlänge und -breite gleichmäßig auf eine zylindrische Struktur derselben Länge und Breite verteilt, und man erhält eine mittlere CO⁺-Dichte der Struktur.

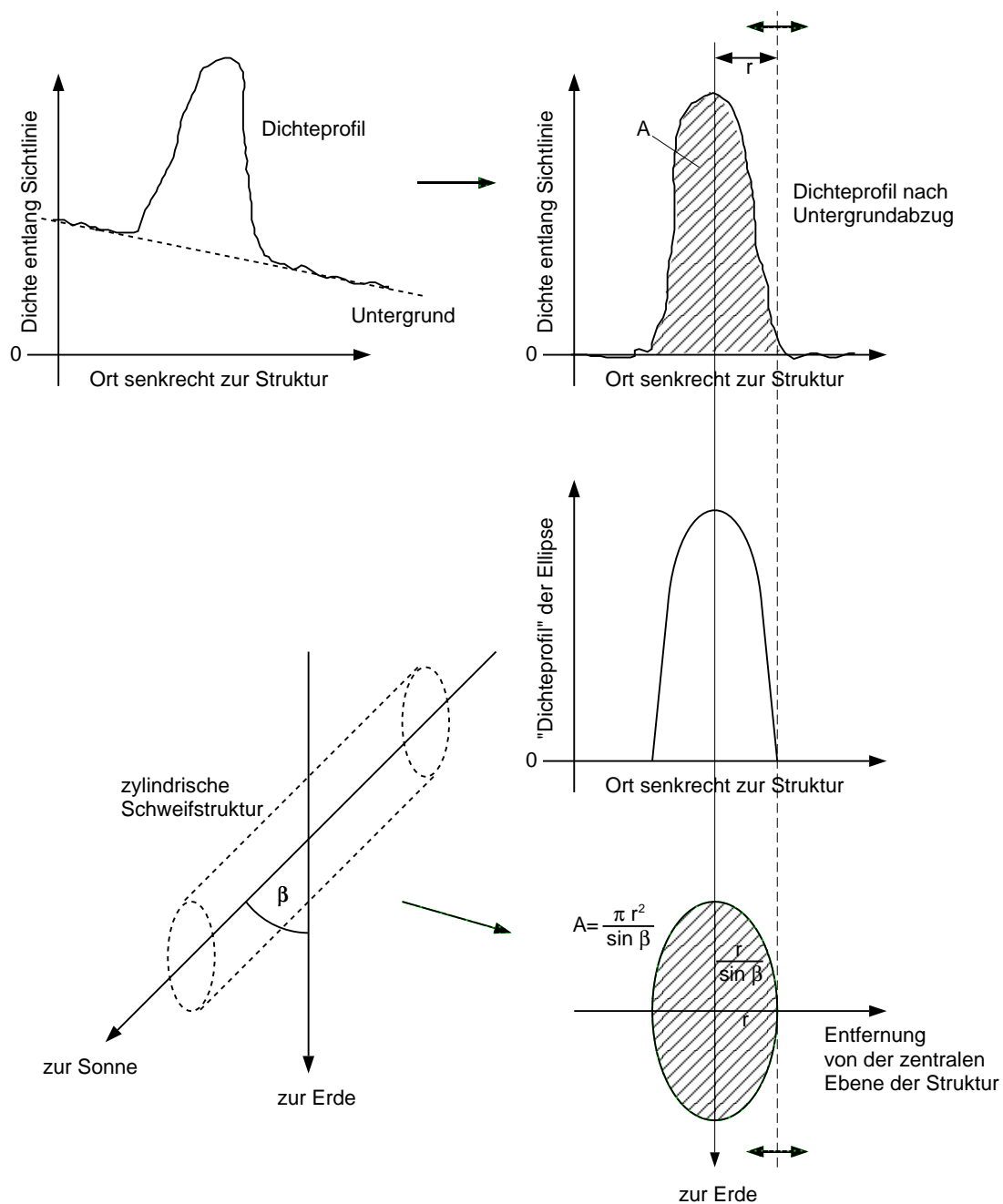


Abbildung 2.3: Die Dichte entlang der Sichtlinie wird integriert und gleichmäßig auf einen Zylinder verteilt, der um einen Winkel β (hier 42°) entsprechend der Lage des Schweifs geneigt ist. Der Durchmesser des Zylinders kann aus dem Profil abgelesen werden.

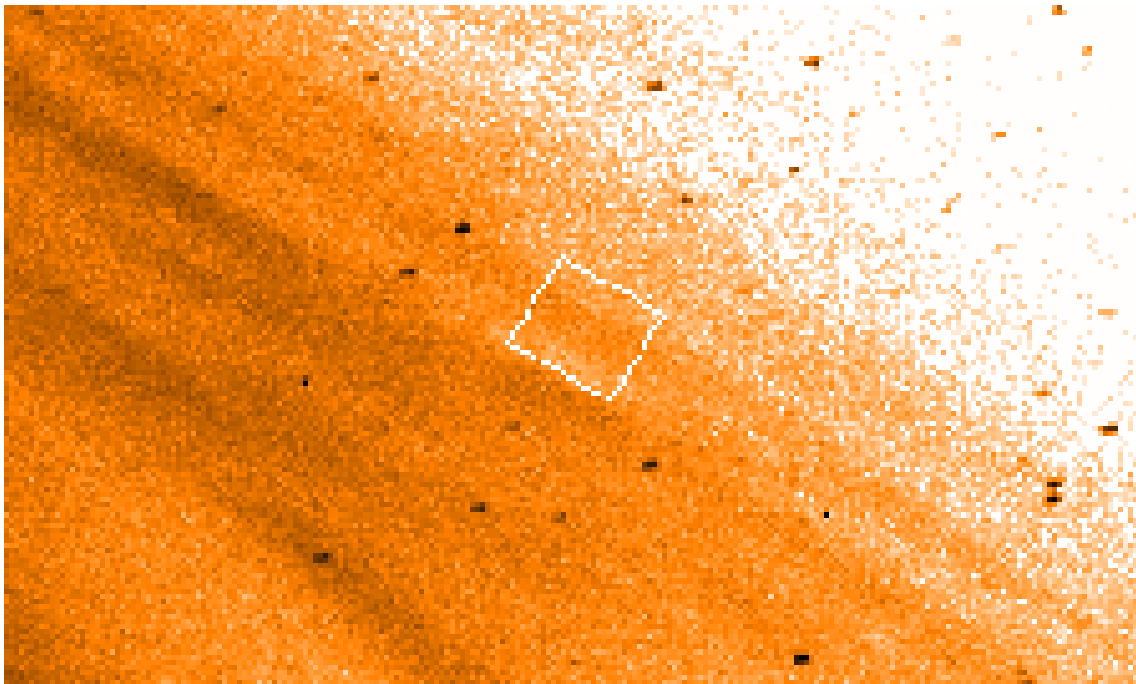


Abbildung 2.4: Vergrößerung einer Schweifstruktur in einer Entfernung von $5 \cdot 10^6$ km vom Kometenkern, deren CO^+ -Flächendichte und CO^+ -Dichte bestimmt wurden. Innerhalb des Parallelogramms wurden mehrere Dichteprofile quer zur Struktur gemittelt.

Die Breite, das ist der Durchmesser der Struktur, muß aus dem Profil abgelesen werden.

3. Eine etwas ausführlichere Methode: Aus einer angepaßten Gaußkurve wird die Mitte des CO^+ -Flächendichteprofiles bestimmt. Damit kann für verschiedene mögliche Radien ein Raumdichteprofil der betrachteten Struktur berechnet werden.

In Abbildung 2.5 ist der Abzug des Untergrundes und die Anpassung einer Gaußkurve anhand der betrachteten Struktur dargestellt. Der Radius der betrachteten Struktur ist nicht eindeutig festgelegt und liegt in diesem Beispiel in einem Bereich von etwa $7 \cdot 10^4$ km bis $1.2 \cdot 10^5$ km. Es gibt ohnehin keine scharf definierte Begrenzung der Struktur, wie das Dichteprofil zeigt. Man kann aber aus einer angepaßten Gaußkurve eine Mitte der Struktur bestimmen und das CO^+ -Flächendichteprofil *bei verschiedenen Radien* in ein Raumdichteprofil umwandeln. Das Ergebnis zeigt dann, wie sehr sich die unterschiedliche Wahl des Radius auf die erhaltenen Dichten auswirkt. Der Bereich, in dem sich der Radius bewegen kann, ist begrenzt. Abbildung 2.6 zeigt die gewonnenen CO^+ -Dichteprofile bei verschiedenen möglichen Radien. Man

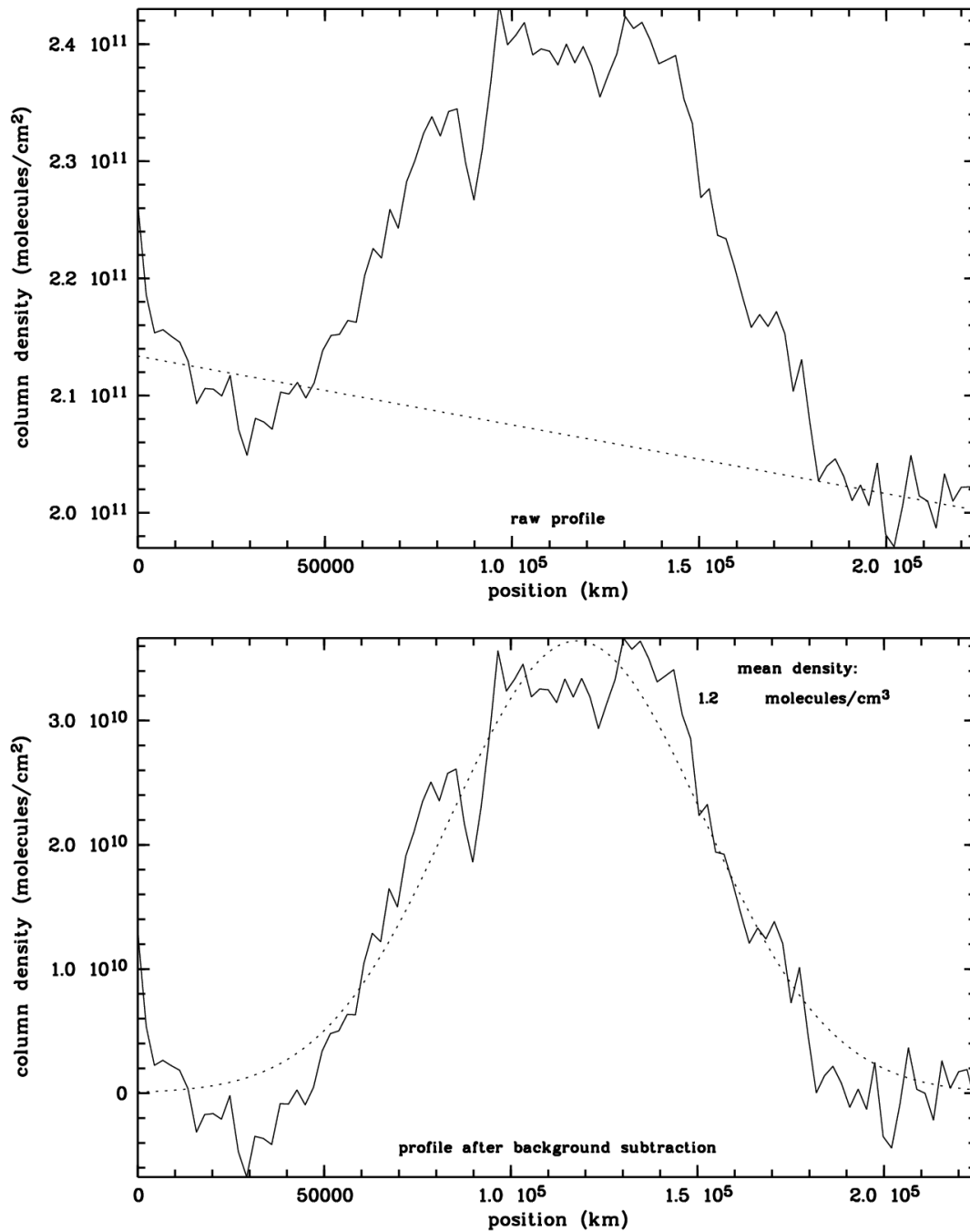


Abbildung 2.5: CO^+ -Dichteprofil einer Schweifstruktur. Nach dem Abzug des Untergrundes kann mit der Annahme von Rotationssymmetrie die CO^+ -Flächendichte in eine CO^+ -Dichte umgerechnet werden. Mit „position“ ist der Abstand senkrecht zur Sichtlinie und der Symmetrieachse der Struktur gemeint. Der Nullpunkt ist hier willkürlich gewählt.

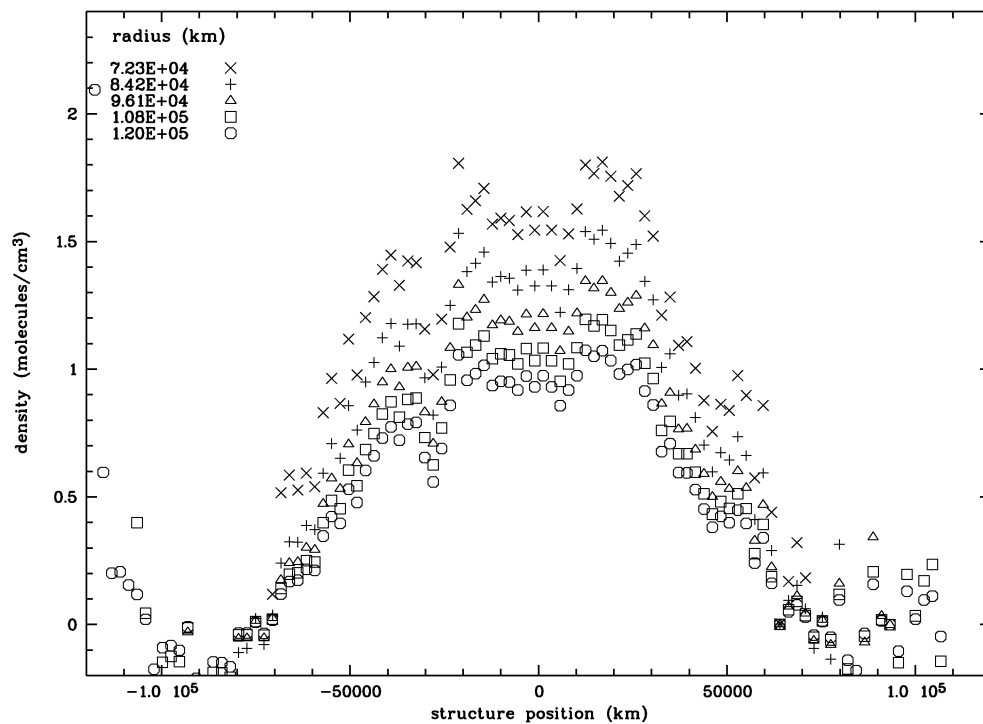


Abbildung 2.6: Errechnetes CO^+ -Dichteprofil der betrachteten Struktur bei verschiedenen Radien. Die erhaltenen Dichten im Zentrum einer Struktur liegen eng beieinander. Die auf der x-Achse aufgetragene „structure position“ bedeutet der radiale Abstand von der Symmetrieachse der Struktur.

erkennt, daß die Wahl des Radius durch die Form des Profils weit genug eingeschränkt ist, so daß die maximale Dichte in der Struktur in einem engen Bereich liegt.

Die berechneten CO^+ -Dichten liegen für Entfernungen von $5 \cdot 10^6$ bis $10 \cdot 10^6$ km vom Kometenkern bei 0.2 bis 2 Molekülen (CO^+). Das $\text{CO}/\text{H}_2\text{O}$ -Verhältnis ist zu ≈ 0.04 bestimmt worden [Mumma et al., 1997] und soll hier mit dem $\text{CO}^+/\text{H}_2\text{O}^+$ -Verhältnis gleichgesetzt werden. Da H_2O^+ im Plasmaschweif mit Abstand das häufigste Molekülion ist, können alle CO^+ -Dichten direkt durch Division mit dem oben genannten Faktor in Plasmadichten umgerechnet werden. Diese betragen bis zu etwa 50 Molekülen pro cm^3 in einer Entfernung von $5 \cdot 10^6$ km vom Kometenkern. Dies liegt in einem vernünftigen Bereich (z. B. [A'Hearn & Festou, 1990]).

Fehler bei der Bestimmung der Flächendichte/Dichte

Die CO^+ -Flächendichte und CO^+ -Dichten haben auch einen Fehler. Für die Standardsternaufnahmen wurde ein statistischer Fehler von 4% errechnet. Dieser Fehler überträgt sich auf die oben berechneten Werte. Zweifellos ist auch ein Fehler bei dem Vergleich der Intensitäten der Standardsterne mit denen des Kometen zu erwarten, da diese Aufnahmen zeitlich nach denen des Kometen durchgeführt wurden und sich so die Beobachtungsbedingungen verändert haben könnten. Durch die Hinzunahme von Sternen auf den Kometenaufnahmen selbst konnte aber abgeschätzt werden, daß eine solche systematische Abweichung sehr klein ist.

In Abschnitt 2.3 werden die hier bestimmten CO^+ -Flächendichten für die Berechnung von Produktionsraten verwendet. Ein Vergleich der Dichten mit Literaturwerten kann hier aus Mangel an bisher veröffentlichten Daten nicht geschehen.

2.2 Komet Austin

Die Beobachtungen des Kometen Austin und die Datenauswertung wurden von Haerendel, Höfner, Lieb und Rieger 1990 am MPE durchgeführt [Haerendel et al., 1990] [Bauer et al., 1991]. Einige dieser Ergebnisse sollen hier dargestellt werden, da besonders gut einzelne Schweifstrukturen gesehen und verfolgt werden konnten und auch ein Vergleich mit den Simulationsergebnissen (Kapitel 4) möglich ist.

2.2.1 Beobachtungsbedingungen

Komet Austin wurde im Mai 1990 ebenfalls vom Skinakas/Kreta aus beobachtet. Die wichtigsten Parameter sind in Tabelle 2.2 dargestellt. Wegen seines geringen Staubgehalts eignete sich der Komet besonders gut für die Beobachtung von Feinheiten im Plasmaschweif, und so konnten sehr nah am Kern Strukturen beobachtet und deren Dynamik untersucht werden. Günstig auf die Beobachtungen wirkte sich auch der nahe am Ideal (für diese Art von Beobachtung) liegende Projektionswinkel des Schweifs von 72° aus.

Als Beispiel zeigt Abbildung 2.7 den Kometen Austin am 3. Mai 1990. Es sind in regelmäßigen Abständen Knoten im Schweif zu sehen. Aus den Beobachtungsdaten von drei Nächten sind die Geschwindigkeiten einzelner Knoten als Funktion vom Abstand vom Kometenkern bestimmt worden. Daraus konnte auch die Periode der Knotenentstehung nahe am Kometenkern abgeschätzt werden.

Tabelle 2.2: Parameter des Kometen Austin Anfang Mai 1990 (aus [Pereisec, 1990], [Schleicher et al., 1990] und [Sahnow et al., 1997]).

Abstand zur Sonne (AE)	0.8
Abstand zur Erde (AE)	0.5
Projektionswinkel des Schweifs	72°
Gasproduktionsrate (s^{-1})	$8 \cdot 10^{28}$
CO/H ₂ O	0.002

2.2.2 Ergebnisse

Bewegung der Strukturen

Die Dynamik der Knoten am Beispiel vom 3. Mai 1990 wird auf Abbildung 2.8 veranschaulicht. Knoten in größerem Abstand vom Kern zeigen höhere Geschwindigkeit. Teilweise ist eine Beschleunigung auch anhand der Bewegung *eines* Knotens zu erkennen. Die Knoten starten in einem Abstand von 10^5 km vom Kern mit einer Geschwindigkeit von etwa 10 km s^{-1} und werden bis zu einer Entfernung von mehr als 10^6 km auf etwa 120 km s^{-1} beschleunigt.

In Abbildung 2.9 sind alle beobachteten Strukturen zusammengefaßt. Es ist dort die Geschwindigkeit gegen den Ort aufgetragen. Nimmt man über den gesamten beobachteten Bereich konstante Beschleunigung an, kommt man auf eine mittlere Beschleunigung von $1,18 \text{ m s}^{-2}$. Diese ermittelten Geschwindigkeiten und Beschleunigungen stimmen mit denen aus Beobachtungen von anderen Kometen überein (z. B. [Lüst, 1967], siehe Abschnitt 1.2.2).

Entstehungsperiode der Knoten

Aus der Bewegung jedes Knotens im Schweif kann mit Hilfe der ermittelten mittleren Beschleunigung der jeweilige „Startzeitpunkt“ berechnet werden. Die Zeitdifferenzen der „Startzeiten“ von jeweils zwei aufeinanderfolgende Knoten sind in der Tabelle 2.3 aufgelistet. Es wurden dabei nur Knoten vom Hauptstrahl des Schweifs verwendet.

Die Perioden liegen fast alle in der gleichen Größenordnung. Besonders die Zeiten aus den Beobachtungen am 3. Mai stimmen sehr gut miteinander überein. Hier konnten auch die deutlichsten Knoten ausgemacht werden. Die lange Periode von ca. 8000 s kann damit erklärt werden, daß eine Struktur nicht beobachtbar war, da sie möglicherweise zu schwach war oder aus anderen Gründen nicht als solche identifiziert werden konnte. Die mittlere Zeit, die zwischen der Entstehung zweier Knoten verstreicht, beträgt grob 4000 s. Diese Zahl für eine Entstehungsperiode kann natürlich nur eine Abschätzung sein. Im Zusammenhang mit den Simulationen wird darauf noch einmal eingegangen (Abschnitt 5.5).

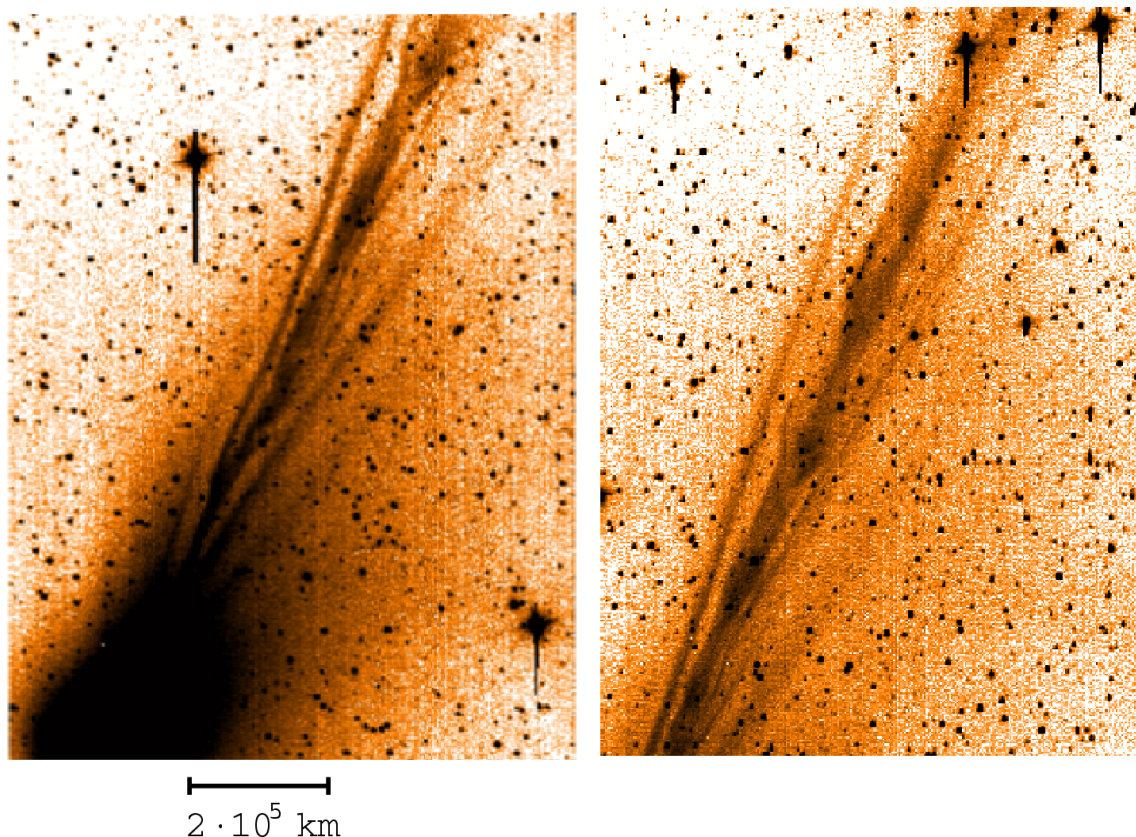


Abbildung 2.7: Aufnahmen des Kometen Austin am 3. Mai 1990 [Haerendel et al., 1990]. Die rechte Aufnahme stellt die Verlängerung der linken dar. In regelmäßigen Abständen sind Knoten im Schweif zu erkennen.

2.3 Berechnung von Produktionsraten

Kennt man die Dichte und die Plasmageschwindigkeit im Schweif, so kann man den Plasmafluß im Schweif bestimmen [DiSanti et al., 1990]:

$$F = \bar{v}_B \int N dx \quad (2.2)$$

Dabei ist x die Richtung senkrecht zum Schweif, \bar{v}_B die mittlere Plasmageschwindigkeit im Schweif und N die Dichte entlang der Sichtlinie (Flächendichte). Hier kann für N die Integration eines geeichten Profils quer über den gesamten Schweif verwendet werden. Hierbei wurden im Fall von Hale-Bopp Sterne, die einen wesentlichen Beitrag zur Dichte liefern, herausgenommen. Der Fluß enthält dann nur den beobachteten Anteil der Ionen. Ein Vergleich mit der Produktionsrate von CO^+ kann Aufschluß darüber geben, welcher Bruchteil des Plasmas im Schweif konzentriert und so den Beobachtungen zugänglich ist. Die Produktionsrate von CO^+

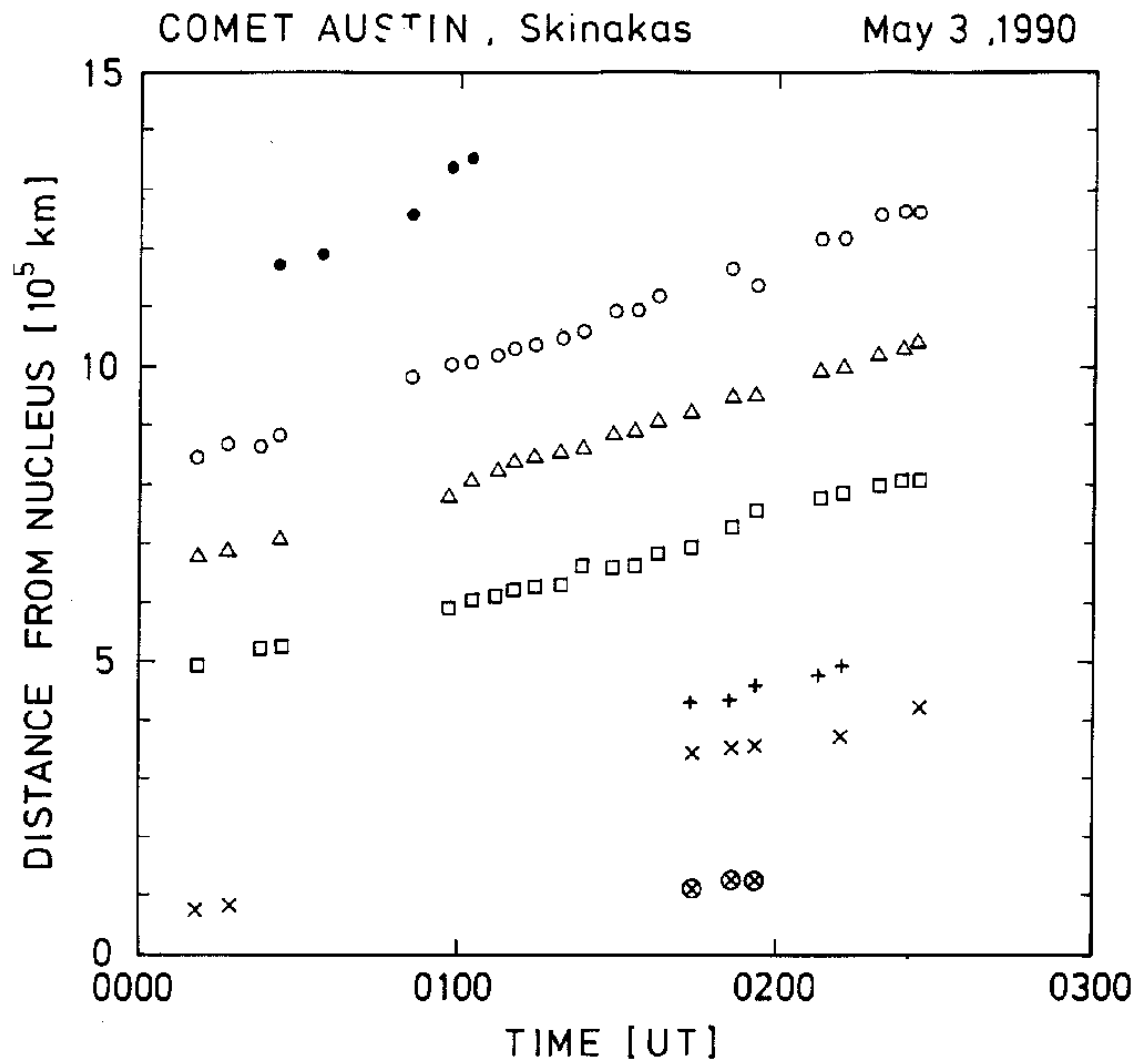


Abbildung 2.8: Verfolgte Strukturen bei Komet Austin am 3. Mai 1990, dargestellt sind Zeit und Ort [Haerendel et al., 1990]. Man kann den Trend erkennen, daß die Strukturen in größeren Abständen vom Kometenkern höhere Geschwindigkeiten haben.

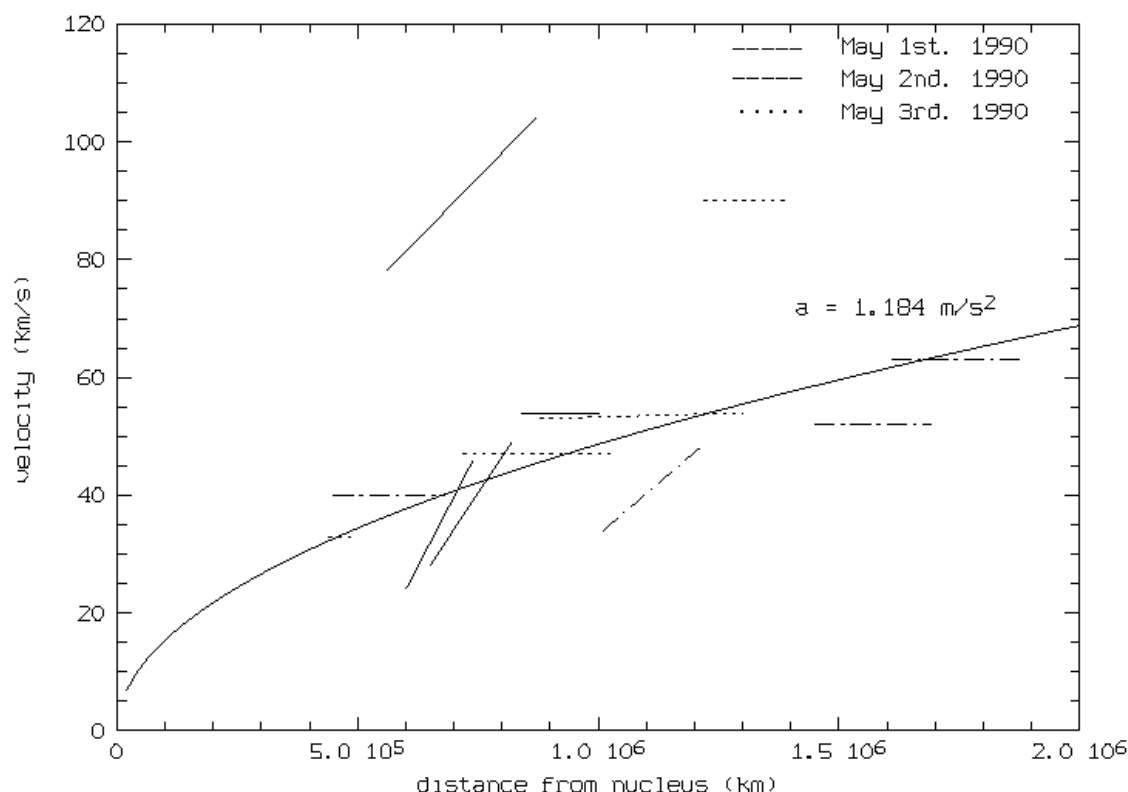


Abbildung 2.9: Die Geschwindigkeiten aller verfolgten Strukturen sind hier gegenüber dem Abstand vom Kometenkern aufgetragen. Ein Fit mit Annahme konstanter Beschleunigung ergibt eine durchschnittliche Beschleunigung von $1,18 \text{ m s}^{-2}$ [Haerendel et al., 1990].

kann aus den Produktionsraten der wichtigsten neutralen Muttermolekülen CO_2 und H_2O abgeschätzt werden. Dabei müssen alle Bildungs- und Zerfallprozesse von CO^+ berücksichtigt werden. Bei CO^+ ist dies einfacher als z. B. bei H_2O^+ , da CO^+ nicht in einem so großen Maße durch z. B. Photodissoziation zerstört wird wie H_2O^+ [Mendis et al., 1985] [Marconi & Mendis, 1984]. Im Gegensatz zu einem verfeinerten Modell [Bonev & Jockers, 1994], das H_2O^+ im Plasmaschweif betrachtet, soll hier für CO^+ angenommen werden, daß ein einmal vorhandenes CO^+ -Molekülion nicht mehr zerstört wird. Beim Vergleich des berechneten Flusses mit der theoretischen Produktionsrate wird vorausgesetzt, daß der Fluß außerhalb der Quellregion der Ionen ermittelt wurde, d. h. man befindet sich in einer Entfernung vom Kometenkern, wo der größte Teil der neutralen Teilchen ionisiert wurde. Bei einer Geschwindigkeit der neutralen Teilchen von $v_{ej} = 1 \text{ m s}^{-1}$ und einer Ionisationsrate von $\xi = 1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ folgt dafür eine Entfernung von etwa 10^6 km .

Derartige Bestimmungen der Produktionsrate wurden an Hand von H_2O^+ z. B.

Tabelle 2.3: Berechnete Differenzen der Entstehungszeitpunkte jeweils zwei benachbarter Knoten τ im Schweif von Komet Austin. Es wurden nur Knoten berücksichtigt, die im zentralen Schweif beobachtet wurden [Haerendel et al., 1990].

date	τ
1. Mai	1900 s
	4824 s
2. Mai	14799 s
	8477 s
	3600 s
3. Mai	3823 s
	7807 s
	5043 s
	4275 s
	4514 s

von Rauer & Jockers [1993] durchgeführt. McComas et al. [1987] schätzte aufgrund der *in situ* Beobachtungen von Komet Giacobini-Zinner die im Schweif konzentrierte Plasmamenge auf nur etwa 1% des Gesamtplasmas. Aus den Rechnungen von Rauer & Jockers [1993] anhand der Beobachtungen von H_2O^+ folgen aber höhere Werte, und zwar: 18% für Komet Levy, 17% für Komet Halley und 5% für Komet Tempel 2. Bonev & Jockers [1994] haben für Komet Austin einen Wert von 7% bestimmt.

Komet Hale-Bopp

Für Hale-Bopp erhält man in einer Entfernung von $7 \cdot 10^6$ km für $\int N dx = 4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-1}$ (integrierte Dichte entlang der Sichtlinie, aus unseren Beobachtungen, vgl. Abbildung 2.2), $v_B = 70 \text{ km s}^{-1}$ (ein wahrscheinlicher Wert, extrapoliert man den Beobachtungen von Brown et al. [1998]) einen Fluß von $F = 2.8 \cdot 10^{28} \text{ s}^{-1}$. Dies sind 14% der von Mumma et al. [1997] angegebenen CO-Produktionsrate von $2 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}$. Der im Plasmaschweif konzentrierte Ionenanteil (wenn man von CO^+ auf die gesamten Ionen schließt) liegt im Bereich dessen, was bei anderen Kometen errechnet wurde (siehe oben).

Komet Austin

Bei Komet Austin kann eine ähnliche Abschätzung durchgeführt werden: In einer Entfernung von $7 \cdot 10^5$ km beträgt die Geschwindigkeit der Strukturen etwa 40 km s^{-1} *

*Die Strukturgeschwindigkeit ist nicht notwendigerweise gleich der Plasmageschwindigkeit. In dieser Abschätzung soll dies jedoch vernachlässigt werden.

Die integrierte Dichte entlang der Sichtlinie beträgt etwa $\int N dx = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-1}$, extrapoliert man den Verlauf, der von Bonev & Jockers [1994] bestimmt wurde, und man erhält einen Fluß von $F = 4 \cdot 10^{26} \text{ s}^{-1}$. Mit $Q(\text{H}_2\text{O}^+)/Q(\text{H}_2\text{O}) = 4.3\%$ [Bonev & Jockers, 1994] und $Q(\text{H}_2\text{O}) = 8 \cdot 10^{28} \text{ s}^{-1}$ [Schleicher et al., 1990] folgt ein Anteil der Ionen im Schweif von 11%, was im Rahmen der Genauigkeit eine gute Übereinstimmung mit anderen Messungen darstellt (siehe oben).

Kapitel 3

Numerische Simulationen

3.1 3D-Zwei-Ionen-MHD-Modell

Um die Dynamik im Schweif eines Kometen, dessen Plasmaumgebung sich in dem Parameterbereich der Bildung einer Bugstoßwelle befindet (Abschnitt 1.1.3, Abbildung 1.4), zu charakterisieren und die physikalischen Vorgänge bei der Bildung von Schweifstrukturen zu analysieren, haben wir numerische Simulationen durchgeführt. Wir verwenden ein Zwei-Ionen-MHD-Modell, entwickelt von Sauer et al. [1994]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde in Zusammenarbeit mit Alexander Bogdanov (Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik) ein bestehender numerischer 2D-Code auf 3D erweitert, getestet und die globale Wechselwirkung des Sonnenwindes mit einem Kometen simuliert.

3.1.1 Die Modellgleichungen

Das Modell besteht aus den MHD-Gleichungen für zwei Ionensorten und Elektronen: Protonen, stellvertretend für den Sonnenwind und schwere Ionen, die dem Kometen durch Ionisation der neutralen Teilchen in der Koma entstammen. Die Elektronen werden als masseloser neutralisierender Hintergrund betrachtet. Dabei ist die grundlegende Idee, die Ein-Ionen-MHD um eine weitere Ionenkomponente zu erweitern und so zwei Ionensorten zu betrachten, die sich mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten bewegen können, aber auch miteinander in Wechselwirkung stehen.

In der unmittelbaren Umgebung um den Kometenkern spielen Stöße der Ionen untereinander und mit dem neutralen Gas eine wesentliche Rolle. In die Impulsgleichungen ist daher noch ein Term R eingefügt, der diese Stöße berücksichtigt. Dabei ist schon berücksichtigt worden, daß Stöße mit einer neutralen Komponente deutlich überwiegen und solche unter den Ionen dagegen vernachlässigt werden können. Die Gleichungen lauten dann wie folgt ($\alpha = p, h$):

Kontinuitätsgleichungen:

$$\partial_t n_p + \nabla \cdot (n_p \vec{v}_p) = S_p(\vec{r}) \quad (3.1)$$

$$\partial_t n_h + \nabla \cdot (n_h \vec{v}_h) = S_h(\vec{r}) \quad (3.2)$$

Impulsgleichungen:

$$\partial_t (n_p \vec{v}_p) + \nabla \cdot (n_p \vec{v}_p \vec{v}_p) = \frac{1}{m_p} \left[-\nabla P_p + e n_p \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_p \times \vec{B}}{c} \right) + R_{pn} \right] \quad (3.3)$$

$$\partial_t (n_h \vec{v}_h) + \nabla \cdot (n_h \vec{v}_h \vec{v}_h) = \frac{1}{m_h} \left[-\nabla P_h + e Z_h n_h \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_h \times \vec{B}}{c} \right) + R_{hn} \right] \quad (3.4)$$

$$R_{\alpha n} = \sqrt{n_\alpha n_n} (\vec{v}_n - \vec{v}_\alpha) v_{\alpha n} m_n$$

Faradaysches Gesetz:

$$\partial_t \vec{B} = -c (\nabla \times \vec{E}) \quad (3.5)$$

Elektronendruck:

$$\partial_t P_e + \nabla \cdot (P_e \vec{v}_e) + (\gamma_e - 1) P_e (\nabla \cdot \vec{v}_e) = S_h(\vec{r}) \varepsilon \quad (3.6)$$

Protonendruck:

$$\partial_t P_p + \nabla \cdot (P_p \vec{v}_p) + (\gamma_p - 1) P_p (\nabla \cdot \vec{v}_p) = 0 \quad (3.7)$$

Druck der schweren Ionen:

$$\partial_t P_h + \nabla \cdot (P_h \vec{v}_h) + (\gamma_h - 1) P_h (\nabla \cdot \vec{v}_h) = 0 \quad (3.8)$$

Außerdem gilt:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.9)$$

Die Indizes p und h stehen für Protonen und schwere Ionen (h bedeutet heavy); n steht für eine neutrale Komponente. ε ist die mittlere Energie, die ein Elektron bei der Ionisation erhält (für die Protonen und schweren Ionen ist dieser Term bereits = 0 gesetzt).

S_α sind die Quellterme für schwere Ionen und Protonen (über $r = 0$ siehe Abschnitt 3.2.3):

$$S_h = \frac{Q_h \xi_h}{4\pi r^2 v_{ej}} \quad (3.10)$$

Für die Protonen gilt im einfachsten Fall: $S_p = 0$. In den Quellterm S_h geht die Produktionsrate des Kometen Q_h , die Ionisationsrate ξ_h , der Abstand vom Kometenkern r und die Geschwindigkeit v_{ej} der neutralen Teilchen (ejection velocity) ein. Da $v_{ej} \ll v_h$ kann in Gleichung (3.4) eine Impulsbeladung durch den Pickup neuer schwerer Ionen vernachlässigt werden. In die Impulsbilanz der Protonen (3.3) (und umgekehrt die der schweren Ionen (3.4)) geht die Wechselwirkung zwischen den beiden Ionensorten *nur* über \vec{E} und \vec{B} ein. Im Falle des elektrischen Feldes wird dies nach der Reduzierung der Gleichungen weiter unten deutlich: Die Dichte der schweren Ionen tritt nach dem Ersetzen von \vec{E} explizit in der Impulsbilanz der Protonen auf (und auch umgekehrt, siehe unten).

Für die Stoßfrequenz $v_{\alpha n}$ wird die Beziehung

$$v_{\alpha n} = \frac{10^{-8}}{7.6} \frac{Z_{\alpha} e}{4\pi r^2 v_{ej}} \sqrt{\frac{\alpha_0}{\mu_A}} \quad (3.11)$$

herangezogen [Mendis et al., 1985] (siehe auch [Stubbe, 1968]). μ_A ist die reduzierte Masse $\frac{m_h m_p}{m_h + m_p}$ in amu. α_0 ist die neutrale Polarisierbarkeit in Einheiten von 10^{-24} cm^3 . Bei Stößen zwischen Ionen und neutralen Teilchen handelt es sich in der Koma eines Kometen um eine Wechselwirkung, die durch eine Anziehung aufgrund eines beim Neutralteilchen seitens des Ions induzierten Dipols zustande kommt. Daher geht die neutrale Polarisierbarkeit in die Gleichung mit ein. Die reduzierte Masse tritt hier auf, da es sich um elastische Stöße zwischen zwei freien Teilchen handelt. Für α_0 verwenden wir wie Mendis et al. [1985] und Banks & Kockarts [1973] einen Wert von 4.

Das Verhältnis von Reibungskraft (Stöße) zur (Trägheits-) Kraft aus der Massenbeladung lautet [Haerendel, 1986]:

$$g = 3 \frac{10^3 \text{ km}}{r} \sqrt{\frac{Q_h}{3 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}}} \quad (3.12)$$

r wird dabei in km, Q_h in s^{-1} eingesetzt. Für Komet Giacobini-Zinner ($Q_h = 2 \cdot 10^{28} \text{ s}^{-1}$) ist g außerhalb von $r \approx 7000 \text{ km}$ kleiner als 0.1, für Halley ($Q_h = 7 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}$) kleiner als 0.7. Der Stoßterm spielt hier daher nur innerhalb einiger 1000 km Entfernung vom Kometenkern eine Rolle. In den meisten Simulationen konnte die Auflösung nicht hoch genug gewählt werden (siehe Abschnitt 4.1), um Auswirkungen des Stoßterms zu sehen. Daher wurden diese in den meisten Fällen nicht berücksichtigt.

Bei allen durchgeführten Simulationen wurde von kalten Ionen ausgegangen, d. h. $P_{\alpha} = 0$; die Druckterme sind hier nur der Vollständigkeit halber mit aufgeführt und stellen eine mögliche Erweiterung dar.

Zusätzliche Annahmen

Um das System zu schließen, werden zusätzlich folgende Annahmen gemacht:

Tabelle 3.1: Simulationsvariablen und Parameter des 3D-Zwei-Ionen-MHD-Modells.

Variablen:	
n_p	Protonendichte
n_h	Dichte der schweren Ionen
\vec{v}_p	Geschwindigkeit der Protonen
\vec{v}_h	Geschwindigkeit der schweren Ionen
P_p	Protonendruck
P_h	Druck der schweren Ionen
P_e	Druck der Elektronen
\vec{E}	elektrisches Feld
\vec{B}	Magnetfeld
 Parameter:	
Q_h	Produktionsrate der schweren Ionen
ξ_h	Ionisationsrate
v_{ej}	Geschwindigkeit der neutralen Teilchen
$m_{p,h,n}$	Masse der betrachteten beiden Ionensorten und ggf. einer neutralen Komponente
Z_h	Ionisationsgrad der schweren Ionen
ε	mittlere Ionisationsenergie der Elektronen
$\nu_{\alpha n}$	evtl. Ausdruck für die Stoßfrequenz

Masselose Elektronen:

$$-en_e \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_e \times \vec{B}}{c} \right) - \nabla P_e = 0 \quad (3.13)$$

Quasineutralität:

$$n_e = Z_h n_h + n_p \quad (3.14)$$

Die Gleichungen (3.1) bis (3.14) stellen das vollständige System der Zwei-Ionen-MHD-Gleichungen dar. Diese können noch weiter reduziert werden, wie im nächsten Abschnitt erläutert wird. Tabelle 3.1 zeigt eine Zusammenstellung der Simulationsvariablen und Parameter, wie sie sich aus diesem Modell ergeben.

Im nächsten Abschnitt wird das System der Gleichungen reduziert und normiert. Die Stoßterme spielen bei diesem Vorgang keine entscheidende Rolle und werden im folgenden weggelassen, um nicht zu lange Ausdrücke zu erhalten. Sie können ohne weiteres in normierter Form wieder in die Endgleichungen eingefügt werden.

3.1.2 Reduzierung und Normierung der Gleichungen

Elektrisches Feld

Mit Hilfe der Annahme von masselosen Elektronen (3.13) bekommt man für das elektrische Feld den folgenden Ausdruck:

$$\vec{E} = -\frac{\nabla P_e}{en_e} - \frac{\vec{v}_e \times \vec{B}}{c} \quad (3.15)$$

Aus der Definition der Stromdichte

$$\vec{j} = -en_e\vec{v}_e + en_p\vec{v}_p + eZ_h n_h\vec{v}_h = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \vec{B} \quad (3.16)$$

kann man \vec{v}_e durch die Größen der Ionen \vec{v}_α , n_α und \vec{B} ausdrücken:

$$\vec{v}_e = \frac{n_p\vec{v}_p + Z_h n_h\vec{v}_h}{n_e} - \frac{c}{4\pi e} \frac{\nabla \times \vec{B}}{n_e} \quad (3.17)$$

Dies kann in (3.15) eingesetzt werden.

Faradaysches Gesetz

Beim Einsetzen von (3.15) und (3.17) in das Faradaysche Gesetz (3.5) werden einige Vereinfachungen gemacht:

$$\begin{aligned} \partial_t \vec{B} &= -c \left[\nabla \times \left(-\frac{\nabla P_e}{en_e} - \frac{\vec{v}_e \times \vec{B}}{c} \right) \right] \\ \Leftrightarrow \partial_t \vec{B} &= \frac{c}{e} \nabla \times \left(\frac{\nabla P_e}{n_e} \right) + \nabla \times (\vec{v}_e \times \vec{B}) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Hier wird der erste Term vernachlässigt. Dies kann nicht auf Anhieb begründet werden; der Beitrag dieses Terms kann aber aus den Simulationsergebnissen nachträglich berechnet werden. Es zeigt sich, daß der Term nur dort, wo die Plasmadichte sehr gering ist, eine Rolle spielt. Die Vernachlässigung ist somit gerechtfertigt. Weiter erhält man mit Gleichung (3.17):

$$\partial_t \vec{B} = \nabla \times \left[\left(\frac{n_p\vec{v}_p + Z_h n_h\vec{v}_h}{n_e} - \frac{c}{4\pi} \frac{\nabla \times \vec{B}}{en_e} \right) \times \vec{B} \right]$$

Der zweite Term stellt den Hall-Term dar. Er beschreibt Wellen, die im hohen Frequenzbereich dominieren (u. a. sogenannte „Whistler“-Wellen, siehe z. B.

[Woods, 1987]). Solche hohen Frequenzen werden aber bei der gewählten numerischen zeitlichen Auflösung ohnehin ausgeschlossen (siehe Abschnitt 3.2.2), so daß wir den Hall-Term vernachlässigen können. Wir erhalten lediglich:

$$\partial_t \vec{B} = \nabla \times \left[\left(\frac{n_p \vec{v}_p + Z_h n_h \vec{v}_h}{n_e} \right) \times \vec{B} \right] \quad (3.19)$$

Mit $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ ergibt sich:

$$\partial_t \vec{B} = - \left[\nabla \cdot \left(\frac{n_p \vec{v}_p + Z_h n_h \vec{v}_h}{n_e} \right) \right] \vec{B} \quad (3.20)$$

Impulsgleichungen

Nach dem Einsetzen von (3.15) und (3.17) in die dynamischen Gleichungen (3.3) und (3.4) bekommt man:

$$\begin{aligned} & \partial_t (n_p \vec{v}_p) + \nabla \cdot (n_p \vec{v}_p \vec{v}_p) \quad (3.21) \\ &= \frac{1}{m_p} \left[-\nabla P_p + en_p \left(-\frac{\nabla P_e}{en_e} - \left\{ \frac{n_p \vec{v}_p + Z_h n_h \vec{v}_h}{cn_e} - \frac{\nabla \times \vec{B}}{4\pi en_e} \right\} \times \vec{B} + \frac{\vec{v}_p \times \vec{B}}{c} \right) \right] \\ &= \frac{1}{m_p} \left[-\nabla P_p - \frac{n_p}{n_e} \nabla P_e \right. \\ & \quad \left. + \frac{n_p}{n_e 4\pi} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} - \frac{en_p^2}{cn_e} \vec{v}_p \times \vec{B} - \frac{en_p n_h Z_h}{cn_e} \vec{v}_h \times \vec{B} + \frac{en_p}{c} \vec{v}_p \times \vec{B} \right] \end{aligned}$$

Mit der Vektoridentität $(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} = (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} - \frac{1}{2} \nabla B^2$ und $n_e = n_p + n_h$ ergibt sich:

$$\begin{aligned} & \partial_t (n_p \vec{v}_p) + \nabla \cdot (n_p \vec{v}_p \vec{v}_p) = -\frac{1}{m_p} \nabla P_p \quad (3.22) \\ & \quad + \frac{n_p}{m_p (n_p + n_h)} \left[-\nabla \left(P_e + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{(\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}}{4\pi} + \frac{e}{c} n_h (\vec{v}_p - \vec{v}_h) \times \vec{B} \right] \end{aligned}$$

Eine entsprechende Gleichung erhält man für die schweren Ionen. Das geschlossene reduzierte System von 14 bzw. 12 Gleichungen für die gleiche Anzahl von Variablen (Tabelle 3.3) ist durch die Gleichungen (3.1) (eine Komponente), (3.2) (eine Komponente), (3.21) (drei Komponenten) und eine entsprechende Gleichung für die andere Ionensorte (drei Komponenten) sowie (3.19) (drei Komponenten) und (3.6) (eine Komponente) plus zwei weitere Gleichungen für die Ionendrucke (jeweils eine Komponente) gegeben.

Tabelle 3.2: Normierungsgrößen der Modellgleichungen. Die Variablen werden auf Größen im ungestörten Sonnenwind normiert (Index ∞).

Größe	wird normiert auf	
Geschwindigkeit	$v_{A,\infty} = \frac{B_\infty}{\sqrt{4\pi\rho_{p,\infty}}}$	Alfvéngeschwindigkeit
Zeit	$\Omega_{cp,\infty}^{-1}$	inverse Protonengyrokreisfrequenz
Masse	m_p	Protonenmasse
Druck	$P_{e,\infty}$	Elektronendruck
Magnetfeldstärke	B_∞	Magnetfeldstärke
Länge	$L_{skin,\infty} = \frac{v_{A,\infty}}{\Omega_{cp,\infty}}$	Protonenträgheitslänge
Dichte	$n_{p,\infty}$	Protonendichte

Die Endgleichungen

Die Variablen werden auf die in Tabelle 3.2 angegebenen Normierungsgrößen normiert. Mit den Bezeichnungen

$$\alpha = p, h$$

$$\underline{\alpha} = h, p$$

$$v_\alpha = \frac{n_\alpha}{n_p + Z_h n_h}$$

$$\mu_\alpha = \frac{m_\alpha}{m_p}$$

$$P_{B,\infty} = \frac{B_\infty^2}{8\pi}$$

$$\beta_{e,\infty} = \frac{P_{e,\infty}}{P_{B,\infty}}$$

$$\beta_{\alpha,\infty} = \frac{P_\alpha}{P_{B,\infty}}$$

$$q_\alpha = \frac{\sigma_\alpha L_{skin,\infty}^2}{r^2}$$

$$\sigma_\alpha = \frac{Q_\alpha \xi_\alpha e}{B_\infty v_{ej} c}$$

$$T_{e,\infty} = \frac{P_{e,\infty}}{n_{e,\infty} k_B} = \frac{P_{e,\infty}}{n_{p,\infty} k_B} = \frac{m_p \left(\sqrt{\frac{\beta_{e,\infty}}{2}} v_{A,\infty} \right)^2}{2k_B}$$

$$T_{e,nb} = \frac{\varepsilon}{k_B} \quad (\text{nb steht für „new born“})$$

kann man das reduzierte und normierte Gleichungssystem sehr kompakt schreiben (wir verwenden dabei für die *normierten* Variablen die *gleichen* Bezeichnungen wie vorher):

$$\partial_t n_\alpha + \nabla \cdot (n_\alpha \vec{v}_\alpha) = q_\alpha \quad (3.23)$$

$$\partial_t P_e + \nabla \cdot (P_e \vec{v}_e) + (\gamma_e - 1) P_e (\nabla \cdot \vec{v}_e) = q_h \frac{T_{e,nb}}{T_{e,\infty}} \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} \partial_t (n_\alpha \vec{v}_\alpha) + \nabla \cdot \left(n_\alpha \vec{v}_\alpha \vec{v}_\alpha + \frac{1}{\mu_\alpha} \beta_{\alpha,\infty} P_\alpha \right) \\ = \frac{v_\alpha}{\mu_\alpha} \left[-\frac{1}{2} \nabla (\beta_{e,\infty} P_e + B^2) + (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} + n_\alpha (\vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\underline{\alpha}}) \times \vec{B} \right] \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$\partial_t \vec{B} + \nabla \cdot (\vec{v}_e \vec{B}) = (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{v}_e \quad (3.26)$$

In Tabelle 3.3 sind alle 12 Simulationsvariablen des reduzierten und normierten Systems dargestellt (die Vektoren zerfallen dabei in jeweils drei Variablen).

3.1.3 Die einzelnen Kraftterme

Neben des Trägheitsterms kommen in der normierten Impulsbilanzgleichung (3.25) Kraftterme vor, die folgendermaßen bezeichnet werden ($\alpha = p, h$; $\underline{\alpha} = h, p$):

$$\begin{aligned} \vec{F}_{B,\alpha} &= -\frac{n_\alpha}{2n_e \mu_\alpha} \nabla B^2 \\ \vec{F}_{B\nabla B,\alpha} &= \frac{n_\alpha}{n_e \mu_\alpha} (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} \\ \vec{F}_{v,\alpha} &= \frac{n_h n_p}{n_e \mu_\alpha} (\vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\underline{\alpha}}) \times \vec{B} \\ \vec{F}_{Pe,\alpha} &= -\frac{n_\alpha}{2n_e \mu_\alpha} \nabla (\beta_{e,\infty} P_e) \\ \vec{F}_{P,\alpha} &= -\frac{1}{\mu_\alpha} \nabla (\beta_{\alpha,\infty} P_\alpha) \end{aligned} \quad (3.27)$$

Tabelle 3.3: Liste der Simulationsvariablen und Parameter nach der Reduzierung und Normierung (Der Index ∞ steht wieder für Größen im ungestörten Sonnenwind).

Variablen:	
n_p	Protonendichte
n_h	Dichte der schweren Ionen
P_e	Temperatur der Elektronen
\vec{v}_p	Geschwindigkeit der Protonen
\vec{v}_h	Geschwindigkeit der schweren Ionen
\vec{B}	Magnetfeld
Parameter:	
$n_{p,\infty}$	Protonendichte
$M_{A,\infty}$	Alfvénmachzahl
Q_h	Produktionsrate der schweren Ionen
ξ_h	Ionisationsrate
v_{ej}	Geschwindigkeit der neutralen Teilchen
Z_h	Ionisationsgrad der schweren Ionen
$m_{p,h,n}$	Masse der betrachteten beiden Ionensorten und ggf. einer neutralen Komponente
ε	mittlere Ionisationsenergie der Elektronen
B_∞	Magnetfeldstärke im ungestörten Sonnenwind
$\beta_{e,\infty}$	Plasma- β im ungestörten Sonnenwind

Entsprechend der Einflüssigkeits-MHD können wir die Begriffe „magnetischer Druck“ und „magnetischer Zug“ verwenden. $\vec{F}_{B,\alpha}$ soll als die Kraft aus dem magnetischen Druck angesehen werden. Die x-Komponente von $\vec{F}_{B\nabla B,\alpha}$ lautet

$$\left. \frac{v_\alpha}{\mu_\alpha} (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} \right|_x = \frac{v_\alpha}{\mu_\alpha} \left[B_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + B_y \frac{\partial B_x}{\partial y} + B_z \frac{\partial B_x}{\partial z} \right] \quad (3.28)$$

und wird im folgenden als die Kraft aus dem magnetischen Zug bezeichnet.

Die Kraft aus dem elektrischen Feld ist in diesen Termen enthalten: Durch die Ersetzung von \vec{E} in den Impulsgleichungen (3.3) und (3.4) taucht das elektrische Feld nicht mehr explizit auf, sondern ist im reduzierten und normierten Gleichungssystem durch die Terme $\vec{F}_{e,\alpha}$ und einen Teil aus $\vec{F}_{v,\alpha}$ vertreten.

$\vec{F}_{v,\alpha}$ unterscheidet sich von den anderen Termen, da im Vorfaktor das Produkt $n_h n_p$ und ebenso \vec{v}_α wie \vec{v}_α im Kreuzprodukt vorkommen. Diese Kraft wirkt also immer gleichermaßen auf Protonen und schwere Ionen (bis auf den Faktor $\frac{1}{\mu_\alpha}$), nur in *entgegengesetzte* Richtung.

3.2 Numerische Realisierung

3.2.1 Flux Corrected Transport

Die normierten Gleichungen (siehe Abschnitt 3.1.2) sind mit Hilfe der numerischen Methode „Flux Corrected Transport“ (FCT) in FORTRAN umgesetzt. Der in dieser Arbeit benutzte Code geht auf die Weiterentwicklung von Th. Roatsch und A. Bogdanov (MPE) eines 1D-Codes aus dem Buch von Book [1981] zurück. Ein vorhandener 2D-Code wurde innerhalb der vorliegenden Arbeit in Zusammenarbeit mit Alexander Bogdanov zu 3D erweitert.

Endliche Differenzen

FCT ist eine der Methoden zur Lösung von Differentialgleichungen, die auf der Bildung von endlichen Differenzen beruhen, d. h. die kontinuierlichen Variablen werden zunächst auf einem Simulationsgitter diskretisiert. Wie es bei solchen Methoden üblich ist, werden räumliche Ableitungen auf dem diskreten Gitter durch Differenzen benachbarter diskreter Werte angenähert. Entsprechend wird mit zeitlichen Ableitungen verfahren: Aus Werten bei einer Zeit t werden die zu einer Zeit $t + \Delta t$ berechnet. Eine einfache Näherung der eindimensionalen Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -v \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (3.29)$$

sieht auf einem diskreten Gitter folgendermaßen aus:

$$\frac{\rho_i^{n+1} - \rho_i^n}{\Delta t} \approx -v_i^n \frac{\rho_{i+\frac{1}{2}}^n - \rho_{i-\frac{1}{2}}^n}{\Delta x} \quad (3.30)$$

Hierbei bedeutet n der zeitliche, i der räumliche Schritt; Δt und Δx sind die numerischen Auflösungen in Zeit und Raum (für ein äquidistantes Gitter). Dabei werden Dichten zwischen den Gitterpunkten definiert:

$$\rho_{i\pm\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\rho_i + \rho_{i\pm 1}) \quad (3.31)$$

An Stelle von Gleichung (3.30) kann man auch, um ein $=$ statt einem \approx zu verwenden,

$$\rho_i^T = \rho_i^n + \frac{1}{\Delta x} \left(F_{i+\frac{1}{2}}^T - F_{i-\frac{1}{2}}^T \right) \quad (3.32)$$

schreiben, wobei $F_{i\pm\frac{1}{2}}^T = \frac{1}{2} v_i^n \Delta t \rho_{i\pm\frac{1}{2}}$ die *Transportflüsse* sind. Es gibt viele Möglichkeiten, die räumlichen und zeitlichen Ableitungen anzunähern: Man kann Näherungen höherer Ordnungen verwenden und zentrierte (wie in Gleichung (3.30)), vorwärts oder rückwärts gerichtete Differenzen verwenden (siehe dazu [Fletcher, 1991]). Durch

Kombination verschiedener Methoden kommt man auf eine große Zahl von numerischen Schemata, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll; eine gute Zusammenstellung ist bei [Fletcher, 1991] gegeben.

Den einfachsten Algorithmus bekommt man, indem man $\rho_i^{n+1} = \rho_i^T$ setzt. Er wird FTCS-Schema genannt (FTCS bedeutet „Forward Time, Centered Space“) und ist niemals stabil [Fletcher, 1991]: Durch die Diskretisierung kommt es zur *numerischen Diffusion*. Anschaulich bedeutet das: Eine Flüssigkeitsmenge, die gerade an den Rand einer Zelle gelangt, wird der gesamten Zelle zugeordnet, d. h. ein scharfer Gradient in der Dichte wird im Laufe der Zeit zunehmend abflachen. Diese Abflachung muß durch zusätzliche diffusive Terme ausgeglichen werden. Man addiert zu den Transportflüssen künstliche numerische Flüsse. Wie dies bei der FCT-Methode geschieht, wird weiter unten beschrieben.

Statt der einfachen Näherung der partiellen zeitlichen Ableitung in Gleichung (3.30) kann man auch solche höherer Ordnung verwenden, z. B.:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \approx \frac{\rho_i^{n+1} - \rho_i^n}{\Delta t} - \frac{1}{2} \Delta t v^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} - \dots \quad (3.33)$$

Auch in diesen Näherungen kann man einen Algorithmus wie Gleichung (3.32) in Form von Flüssen schreiben. Die $F_{i \pm \frac{1}{2}}^T$ haben dann ein komplizierteres Aussehen. Kombiniert man die Näherung in zweiter Ordnung der zeitlichen partiellen Ableitung mit der ersten Näherung für die räumliche Ableitung erhält man das „Lax-Wendroff“-Schema, das für geeignete Δt stabil ist. Solche Schemata höherer Ordnung produzieren aber Über- und Unterschwinger (in der Literatur oft „ripples“ genannt) und brauchen außerdem mehr Rechenzeit. Zalesak [1979] faßt die hier dargestellten Schwierigkeiten so zusammen: Besonders an steilen Gradienten produzieren Schemata höherer Ordnung Über- und Unterschwinger, solche niedriger Ordnung beinhalten teilweise extreme numerische Diffusion.

Flux Corrected Transport

Die FCT-Methode ist ein Ausweg aus diesem Problem. Sie vergleicht eine Näherung niedriger Ordnung mit einer höherer Ordnung. Die Näherung niedriger Ordnung soll frei von Über- und Unterschwingern sein und wird mittels der Näherung höherer Ordnung korrigiert. Die Korrektur wird dabei so begrenzt, daß keine Minima und Maxima (die Über- und Unterschwinger darstellen) entstehen, die nicht in der Näherung niedriger Ordnung vorhanden sind. Das Verfahren umfaßt folgende Schritte [Book, 1981]:

1. Der Transportfluß $F_{i+\frac{1}{2}}^{T,L}$ wird mit einer Näherung niedriger Ordnung (Bezeichnung L) („ripple-free“) berechnet
2. Es wird der Transportfluß $F_{i+\frac{1}{2}}^{T,H}$ mit einer Näherung höherer Ordnung (Bezeichnung H) berechnet

3. Der „antidiffusive Fluß“ $A_{i+\frac{1}{2}} = F_{i+\frac{1}{2}}^{T,H} - F_{i+\frac{1}{2}}^{T,L}$ wird definiert
4. Gemäß Gleichung (3.32) wird eine Lösung niedriger Ordnung berechnet
5. Die $\{A_{i+\frac{1}{2}}\}$ werden so begrenzt, daß die Dichte, berechnet im nächsten Schritt, frei von Über- und Unterschwingern ist:
 $A_{i+\frac{1}{2}}^C = C_{i+\frac{1}{2}} A_{i+\frac{1}{2}} \quad \text{mit} \quad 0 \leq C_{i+\frac{1}{2}} \leq 1$
6. Der begrenzte antidiffusive Fluß wird hinzuaddiert, und man erhält die neuen Dichten:
 $\rho_i^n = \rho_i^T - \frac{1}{\Delta x} (A_{i+\frac{1}{2}}^C - A_{i-\frac{1}{2}}^C)$

Massenerhaltung ist gewährleistet (mit Ausnahme der Randpunkte), da die antidiffusiven Flüsse entlang des ganzen Gitters addiert und subtrahiert werden (Punkt 6). Punkt 5 ist hier kritisch und gibt der Methode seinen Namen. Wir verwenden dabei die folgende Begrenzung [Book, 1981] [Fletcher, 1991]:

$$\frac{1}{\Delta x} A_{i+\frac{1}{2}}^C = \text{sgn}(\Delta \rho_{i+\frac{1}{2}}^T) \cdot \max \left\{ 0, \min \left[\Delta \rho_{i-\frac{1}{2}}^T \text{sgn}(\Delta \rho_{i+\frac{1}{2}}^T), \frac{1}{8} |\Delta \rho_{i+\frac{1}{2}}^T|, \Delta \rho_{i+\frac{3}{2}}^T \text{sgn}(\Delta \rho_{i+\frac{1}{2}}^T) \right] \right\}$$

$$\Delta \rho_{i+\frac{1}{2}}^T = \rho_{i+1}^T - \rho_i^T \quad \text{usw.}$$

Die FCT-Methode erlaubt die zuverlässige Simulation von hohen Gradienten, wie sie z. B. bei einer Bugstoßwelle vorkommen. Gleichzeitig hält sich der Rechenaufwand in Grenzen.

Mehrere Dimensionen und Wahl des Gitters

Die drei Raumrichtungen können hintereinander integriert werden, was eine gängige und einfache Methode ist, mehrere Dimensionen zu simulieren.

Bei der Simulation von Kometenplasmen kommt es in der Nähe des Kometenkerns zu sehr hohen Dichten, und fast alle Plasmagrößen variieren innerhalb eines kleinen Volumens sehr stark; es wäre daher von Vorteil, ein Gitter zu verwenden, das um den Kometenkern eine höhere Auflösung bietet als weit davon entfernt, oder sogar ein Gitter zu benutzen, das sich den Gradienten der Simulationsvariablen jeweils anpaßt (sogenannte „adaptive Gitter“), so wie dies bei MHD-Simulationen schon erfolgreich getan wurde [Gombosi et al., 1996]. In unserer 3D-Simulation verwenden wir jedoch ein Gitter mit äquidistanten Gitterpunkten, da das hier verwendete Integrationsverfahren keine adaptiven Gitter erlaubt. Der Vorteil davon ist, daß man einen Code erhält, der sehr übersichtlich und einfach zu handhaben ist.

3.2.2 Diskussion der Gleichungen

Grenzen der Simulation

Die Annahme der Quasineutralität ist gerechtfertigt, solange man Längenskalen betrachtet, die größer sind als die Debyelänge:

$$D = \sqrt{\frac{3kT_e}{\pi e^2 n_e}} \quad (3.35)$$

Bei typischen Werten bei Kometen von $T_e = 1 \cdot 10^5$ K und $n_e = 6 \text{ cm}^{-3}$ folgt eine Debyelänge von $D \approx 30$ m, die Annahme ist demnach für unsere Betrachtungen zulässig.

Die kleinste Wellenlänge, die in einer Simulation auftreten kann, hängt von der Auflösung und dem numerischen Verfahren ab. Die kleinste simulierte Wellenlänge liegt somit in der Größenordnung des gewählten Gitterabstands, kleinere Wellenlängen werden abgeschnitten. Die höchste simulierte Frequenz ist durch die zeitliche Auflösung bestimmt, diese liegt demnach unterhalb von etwa $\frac{2\pi}{\Delta t}$. Bei der Wahl der räumlichen und zeitlichen Auflösung sowie der Analyse der Ergebnisse muß dies immer berücksichtigt werden.

Besonderheiten der Zwei-Ionen-MHD

Mit der Einführung einer zweiten Ionensorte kommt es im Vergleich zur reinen Ein-Ionen-MHD zu neuen Effekten: Die beiden Flüssigkeiten können sich gegeneinander bewegen, sind aber (im einfachsten Fall *nur*) durch die Lorentzkraft über das elektrische und magnetische Feld gekoppelt. Durch die Zwei-Ionen-Natur des Plasmas kommt es auch zu Schwingungen zwischen den Ionensorten. Die linearisierten Gleichungen ergeben in diesem Fall eine (im Vergleich zur Ein-Ionen-MHD) neue Schwingungsmode, die auf die elektromagnetische Kopplung der beiden Komponenten zurückzuführen ist. Die Frequenz der Schwingung ist [Sauer, 1988]:

$$\tilde{\Omega} = \frac{n_p}{n_p + n_h} \Omega_h + \frac{n_h}{n_p + n_h} \Omega_p \quad (3.36)$$

Für $n_p \gg n_h$ folgt $\tilde{\Omega} \approx \Omega_h$ und entsprechend für $n_h \gg n_p$ folgt $\tilde{\Omega} \approx \Omega_p$, d. h. man kann in den beiden Extremfällen die Gyration der Protonen bzw. der schweren Ionen mit ihrer Teilchengyrofrequenz sehen. Diese beiden Extremsituationen werden in der Simulation tatsächlich beobachtet (siehe dazu Abschnitt 4.4.3).

Mit Zwei-Ionen-MHD-Modellen läßt sich im Gegensatz zu Ein-Ionen-MHD-Modellen die Protonopause (Kometopause, Planetopause) simulieren [Sauer et al., 1994]. Um Strukturen und Dynamik im Schweif realistisch zu simulieren, ist die Einführung einer zweiten, schweren Ionensorte unerläßlich.

Plasmageschwindigkeit

Auch in der Zwei-Ionen-MHD ist bei unendlicher Leitfähigkeit (wie hier angenommen) das Magnetfeld im Plasma „eingefroren“. Die Gleichung

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v}_{\text{plasma}} \times \vec{B}) \quad (3.37)$$

drückt dies aus. Gleichung (3.37) führt zusammen mit der hier benutzten Näherung für das Faradaysche Gesetz (3.19) auf die Definition der Plasmageschwindigkeit:

$$\vec{v}_{\text{plasma}} = \frac{n_p \vec{v}_p + n_h \vec{v}_h}{n_p + n_h} \quad (3.38)$$

3.2.3 Anfangskonfiguration

In der Simulation geht man zunächst von einem konstanten ungestörten Sonnenwind aus. Beim Start der Rechnungen, zur Zeit $t = 0$, werden mit einer $\frac{1}{r^2}$ -Verteilung um einen Punkt (den Kometenkern) schwere Gasteilchen produziert (diese stellen z. B. H_2O -Moleküle dar), die dann im gesamten Raum mit der gleichen Wahrscheinlichkeit ionisiert werden und so mit dem Sonnenwind in Wechselwirkung treten. Die Dichte der schweren neutralen Gasteilchen wird berechnet:

$$n_0 = \frac{Q}{4\pi r^2 v_{ej}} \quad (3.39)$$

Bei $r = 0$ gibt es mehrere Möglichkeiten, den Ausdruck zu begrenzen: Man kann statt r^2 den Abstand $(r + r_0)^2$ verwenden, wobei r_0 geeignet gewählt werden muß. Eine andere Möglichkeit ist, die Dichte bis zu einem bestimmten Abstand auf einem konstanten Wert festzuhalten. Das eigentliche Problem ist hier, eine Methode zu finden, die von der numerischen Auflösung unabhängig ist. Unsere Tests haben gezeigt, daß die lineare Extrapolation der beiden an das Zentrum ($r = 0$) angrenzenden Punkte die beste Methode ist (vgl. Abschnitt 3.4).

Multipliziert mit der hier als konstant angenommenen Ionisationsrate (hier wird ein Wert von $\xi = 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ benutzt) ergibt sich der Ionenzuwachs pro Zeit als Funktion des Abstands vom Kometenkern*.

Die so eingeführten schweren Ionen werden durch Ionen-Pickup zum Sonnenwind addiert und beladen ihn mit Masse (siehe Abschnitt 1.1.2). Für gewisse Bereiche der Anfangsbedingungen des Sonnenwindes und Quellstärken des Kometen bildet sich eine Bugstoßwelle stromaufwärts vom Kometenkern (Abschnitt 1.1.3, Abbildung

*Um keine neuen Begriffe einzuführen, soll auch im folgenden der Ausdruck „Kometenkern“ oder „Kern“ verwendet werden. Im Zusammenhang mit der Simulation ist dann immer das Zentrum der $\frac{1}{r^2}$ -Quelle der schweren Ionen gemeint.

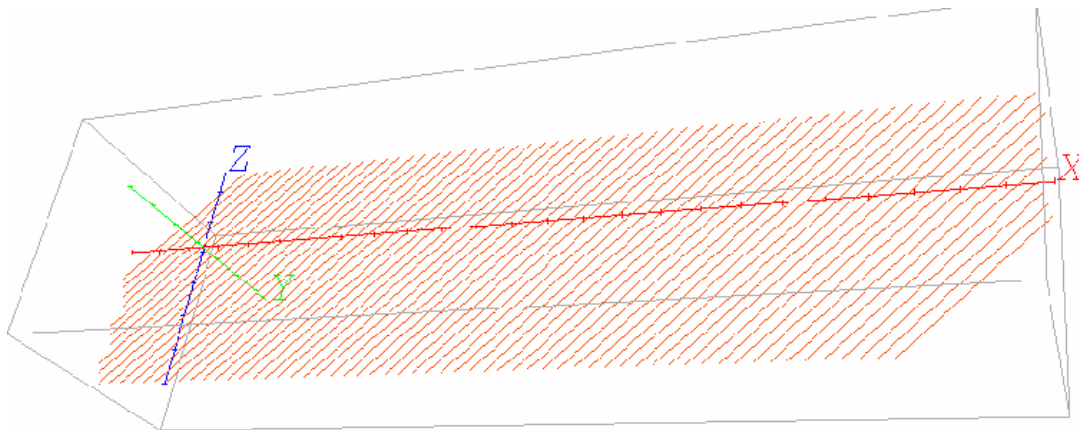


Abbildung 3.1: Anfangskonfiguration und Geometrie des Simulationsgitters. Der Sonnenwind strömt entlang der x-Achse. Das Magnetfeld liegt in der xz-Ebene und ist um einen Winkel von 45° gegen die Strömungsrichtung geneigt (hier nur in einer Ebene dargestellt).

1.4). Nach einiger Zeit stellt sich ein Gleichgewicht zwischen den produzierten Ionen und dem einströmenden Sonnenwind ein; bei Bildung einer Bugstoßwelle – und das ist der Fall, der uns hier interessiert – stellt sich das Gleichgewicht etwa dann ein, wenn sich die Bugstoßwelle an einer konstanten Position stromaufwärts befindet. Der erreichte Zustand stellt dann eine quasistationäre Lösung der Modellgleichungen dar.

Eine mögliche Anfangskonfiguration ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Gezeigt ist ein Simulationsraum mit $300 \times 80 \times 80$ Gitterpunkten und einem ungestörten Magnetfeld, geneigt um 45° zur Richtung des Sonnenwindes. Dies ist eine Konfiguration, die in den nächsten beiden Kapiteln näher untersucht wird. Der Ursprung der Koordinatenachsen ist der Ort des Kometenkerns.

3.2.4 Randbedingungen

Wir haben nur „globale“ Simulationen der Wechselwirkung des Kometenplasmas mit dem Sonnenwind durchgeführt. Damit sind Simulationen gemeint, die den Übergang vom ungestörten Sonnenwind über das von schweren Ionen dominierte Kometenplasma bis hin zum Schweif komplett umfassen. Außerdem sind nur Parameterkonfigurationen, bei denen sich eine Bugstoßwelle bildet, verwendet worden. Die Werte an den Rändern des Simulationsraumes werden dabei nicht fest vorgegeben, d. h. es wird von innen auf jeweils die äußersten beiden Randpunkte linear extrapoliert, wir verwenden also *Neumannsche Randbedingungen*. Dabei muß der Rand, an dem der Sonnenwind einströmt, ungestört bleiben, d. h. die Störung durch den Kometen (das ist mindestens der Ort der Bugstoßwelle) darf bei diesen Randbedingungen nicht aus dem Simu-

lationsraum stromaufwärts hinauslaufen. Die Größe des Simulationsraumes und der Ort des Kometenkerns müssen so gewählt werden, daß dies gewährleistet ist. Die so erzwungene Wahl der Größe des Simulationsraumes bei gegebener Produktionsrate (und Rechnerkapazität) stellt die größte Einschränkung für die Wahl der numerischen Auflösung dar.

3.3 Realisierung

Die Simulationsläufe wurden auf einer Cray-J90-Jedi, teilweise auf IBM-RISC-Computern ausgeführt, die am Rechenzentrum der Max-Planck-Gesellschaft in Garching zur Verfügung stehen. Der Programmcode wurde mit einem speziellen Compiler für die jeweiligen Rechner optimiert. Für realistische (3D-) Simulationsläufe wurde ein Arbeitsspeicher von $\frac{1}{2}$ bis 2 Gigabyte benötigt. Dies stößt bereits an die Grenze der benutzten Rechner. Die Dauer einer Simulation beläuft sich auf drei bis sechs Tage auf dem Cray-Rechner (reale Zeit, d. h. Wartezeiten sind bereits einkalkuliert); auf den IBM-RISC-Rechnern ist sie etwa 5-10 mal so lang. Für die lange Rechenzeit ist hauptsächlich die Größe des benötigten Arbeitsspeichers verantwortlich. Durch zusätzliche intensive Optimierung des Codes könnte die Rechenzeit noch weiter reduziert werden.

3.4 Durchgeführte Tests

Um die Äquivalenz der Raumrichtungen zu gewährleisten, wurde die Reihenfolge der Integration (vgl. Abschnitt 3.2.1) nach jedem Zyklus verändert. Die Funktionsfähigkeit dieser Maßnahme wurde getestet: Es wurden Simulationsläufe mit Sonnenwindgeschwindigkeit $v_{sw} = 0$ durchgeführt. Man erwartet dann zu jedem Zeitpunkt eine sphärische Verteilung aller Variablen. Dies war bei verschiedenen Quellen immer der Fall. Eine andere Testmöglichkeit ist, die Quelle auszuschalten. Der Sonnenwind muß dann immer konstant bleiben. Hier wurden keinerlei Auffälligkeiten beobachtet.

Des weiteren wurden globale Vergleiche zwischen 2D- und 3D-Simulationen angestellt, um trotz der erwarteten Unterschiede die Funktionsweise des Codes sicherzustellen.

Ein größeres Problem stellt das Zentrum der Quelle dar: Die $\frac{1}{r^2}$ -Quelle muß in ihrem Zentrum, also dem Ort des Kometenkerns, begrenzt werden. Die Produktion an schweren Ionen wird dadurch letztendlich künstlich reduziert. Hier wären verschiedene Methoden denkbar, möglichst solche, die unabhängig von der numerischen Auflösung sind und eine realistische Beschreibung des zentralen Punktes darstellen. Sehr große Gradienten können von der Numerik nicht bewältigt werden, was bei der Ermittlung des zentralen Punktes der Quelle berücksichtigt werden muß. Wir ermitteln die Dichte im Zentrum der Quelle durch lineare Extrapolation der beiden be-

nachbarten Gitterpunkte. Dadurch werden die verschiedenen Quellstärken möglichst realistisch dargestellt. Unsere Tests zeigten, daß der zentrale Punkt der Quelle – bei Fällen, die wegen ihrer groben Auflösung sowieso nicht in einen Bereich kommen, wo Stöße eine Rolle spielen – ohnehin wenig Einfluß auf die Entwicklung der Umgebung hat. Hier stößt man dennoch auf gewisse Grenzen der Wahl der äußeren Parameter, die im Kapitel 4 näher erläutert werden.

3.5 Erweiterungsmöglichkeiten

Es wäre denkbar, die bisher vernachlässigten Hall-Effekte zu berücksichtigen. Eine numerische Realisierung ist aber kompliziert und es müßte ein neuer Code geschrieben werden.

Ein um den Kern verengtes Simulationsgitter wäre besonders für größere Quellstärken wünschenswert, so könnten die Vorgänge in unmittelbarer Umgebung des Kometenkerns besser dargestellt werden. Simulationen mit verschiedenen räumlichen Auflösungen sind mit dem jetzigen Code nicht realisierbar, es wäre aber denkbar, *nur* die nähere Kometenumgebung (innerhalb der Bugstoßwelle) zu simulieren. Man muß dann geeignete Randbedingungen wählen, die die Unterschallströmung aufrecht erhalten.

Eine weitere Erweiterungsmöglichkeit ist die Einführung von Stoßeffekten zwischen Neutralteilchen und Ionen. Eine solche Version liegt bereits vor, es wurden aber bisher nur Ergebnisse erhalten, die keine wesentlichen Veränderungen zu denen ohne Stöße aufweisen, da Stoßeffekte ohnehin nur in der unmittelbaren Umgebung des Kometenkerns relevant sind, was hauptsächlich für die Simulation der magnetischen Kavität interessant wäre. Wir haben Produktionsraten bis zu einigen 10^{28} s^{-1} bei numerischen Auflösungen bis hinab zu 180 km simuliert. Nach Haerendel [1986] hat die magnetische Kavität für einen Kometen mit einer Produktionsrate von $2 \cdot 10^{28} \text{ s}^{-1}$ einen Radius von 110 km und kann somit nicht aufgelöst werden. Sinnvolle Simulationsrechnungen mit einer Auflösung, die hoch genug wäre, um die magnetische Kavität in der Simulation zu sehen, sind aber wegen der begrenzten Rechenkapazität der heute zur Verfügung stehenden Rechner noch nicht ausgeführt worden.

Eine weitere sehr interessante und relativ leicht zu realisierende Möglichkeit ist, eine zeitliche Änderung der äußeren Bedingungen in die Simulationen einzubauen. Auf diese Weise sollten es möglich sein, Phänomene wie Schweifabrisse in der Simulation zu sehen, wie dies schon in Ein-Ionen-MHD-Simulationen erfolgreich getan wurde [Wegmann, 1995].

Der Programmcode eignet sich prinzipiell auch für die Simulation von „künstlichen Kometen“, um sie mit den Experimenten zu vergleichen und physikalische Konsequenzen zu ziehen, sowie für Planeten ohne eigenes Magnetfeld (siehe auch Abschnitt 1.2.2). Durch die (neue) Dreidimensionalität des Simulationscodes ist auch

hier Interessantes zu erwarten.

Kapitel 4

Globale Simulationsergebnisse und Diskussion

4.1 Parameterbereich

Wahl der Gittergröße

Die Anzahl von Gitterpunkten, die den Simulationsraum bilden, ist durch den maximal zur Verfügung stehenden RAM-Speicher (Hauptspeicher) beschränkt. Der Cray-J90-Jedi-Rechner besitzt einen Hauptspeicher von 4 Gigabyte. Für den Benutzer werden Größen von 0.4 Gigabyte, 1.2 Gigabyte und in Ausnahmefällen bis zu ≈ 3 Gigabyte angeboten. Wird mehr Hauptspeicher benutzt, steigt auch die Rechenzeit. Die meisten Rechnungen wurden auf einem Gitter mit einer Anzahl von etwa $2 \cdot 10^6$ Punkten, einige von $5 \cdot 10^6$ Punkten durchgeführt, was einer benötigten RAM-Kapazität von etwa 0.2 Gigabyte bzw. 0.5 Gigabyte entspricht. Dies stellt einen Kompromiß zwischen hoher Gitterpunktzahl und einer annehmbaren Rechenzeit dar. Für die IBM-RISC-Computer gelten ähnliche Beschränkungen des RAM-Speichers. Die gewählten Gitterpunkt- und Speichergrößen sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Wahl der Parameter, Einschränkungen

Die wichtigsten physikalischen und numerischen Parameter, die bei den Simulationsrechnungen variiert wurden, sind unten aufgezählt. In Klammern steht jeweils der Bereich, innerhalb dessen sich die Werte für die jeweiligen Parameter in den durchgeführten Simulationen bewegen.

- Alfvénmachzahl des Sonnenwindes (2 bis 10)
- Richtung des ungestörten, mit dem Sonnenwind einströmenden interplanetaren Magnetfeldes (45° , 90°)

Tabelle 4.1: Anzahl der Gitterpunkte für die Simulationsläufe.

x	y	z	benötigter Hauptspeicher (Giga-byte)
120	120	120	0.18
200	100	100	0.20
300	80	80	0.20
200	150	150	0.45

- Gasproduktionsrate des Kometen ($1 \cdot 10^{27}$ bis $1 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}$)
- Räumliche Auflösung Δx (280 km bis 2800 km)
- Zeitliche Auflösung Δt (0.1 bis $1 \Omega_p^{-1} \approx 0.06 \text{ s}$ bis 0.6 s)

Bei der Wahl der Machzahl, der Auflösung des Gitters und der zeitlichen Auflösung ist folgendes zu beachten: Ist die Geschwindigkeit des Plasmas (z. B. des ungestörten Sonnenwindes, gegeben durch die Machzahl) so hoch, daß sich der Inhalt einer Gitterzelle innerhalb eines Zeitschrittes wesentlich weiter als der Gitterabstand zur nächsten Zelle bewegt, so sind keine vernünftigen Ergebnisse zu erwarten. Daher ist bei der Wahl der Orts- und Zeitauflösung folgende Ungleichung zu erfüllen:

$$v_{\text{sw}} \Delta t < \frac{1}{2} \Delta x \quad (4.1)$$

Soll eine bestimmte Ortsauflösung erreicht werden, muß demnach der Zeitschritt entsprechend (klein) gewählt werden, und man muß längere Rechenzeiten in Kauf nehmen. Im Rahmen der möglichen Rechenkapazitäten und -zeiten wurden maximale Ortsauflösungen von 280 km und entsprechende zeitliche Auflösungen von 0.06 s erreicht. Eine hohe Ortsauflösung schränkt durch die vorgegebene maximale Gitterpunktzahl die Wahl der Produktionsrate ein, da ein stärkerer Komet auch einen größeren Raum erfüllt (vgl. Abschnitt 3.2.4).

Bei Konfigurationen, wie sie für Kometen in der Simulation verwendet wurden, liegt die Gyrationkreisfrequenz der Protonen in einer Größenordnung von $\Omega_p = 1 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$. Das Inverse dieser Größe sollte bei der Wahl der Zeitauflösung nicht wesentlich überschritten werden, um realistische Ergebnisse zu erhalten. Die Gyration der schweren Ionen geschieht mit einer Frequenz von $\Omega_h = \Omega_p \frac{m_p}{m_h}$, also einer kleineren Frequenz und wird so automatisch wiedergegeben. Eine weitere wichtige Größe für die Ortsauflösung ist der maximale Gyrationradius, den ein schweres Ion bei der Massenbeladung erhält, also $r_h = \frac{v_{\text{sw}}}{\Omega_h} \approx 5000 \text{ km}$. Dieser Wert stellt für die Wahl der

Ortsauflösung eine obere Grenze dar und sollte nicht überschritten werden, um die Bewegung der schweren Ionen realistisch zu simulieren.

Die hier gegebenen Grenzen sind Größen, die sich aus der Bewegung einzelner Ionen ableiten, in einem MHD-Modell wird aber über viele Teilchen gemittelt. Dennoch liefern die gegebenen limitierenden Größen einen Anhaltspunkt über den Rahmen, in dem sich eine vernünftige Parameterkonfiguration bewegen kann. Eine Tabelle mit allen sinnvollen simulierten Konfigurationen ist im Anhang A zu finden. Dort ist auch angeführt, welche Simulationen unter Einbeziehung von Kollisionen durchgeführt wurden.

Eine grobe Ortsauflösung schränkt natürlich die simulierten Effekte ein. So liegt z. B. die magnetische Kavität bei Komet Halley in einem Abstand von etwa 5000 km um den Kometenkern. Bei einer Auflösung von nur 3000 km kann man nicht erwarten, solche Phänomene in der Simulation zu sehen. Dies hat aber – bei prinzipiell vernünftiger Parameterkonfiguration – keine Konsequenzen für die physikalische Relevanz der Simulationsergebnisse in der gewählten Größenordnung des Simulationsraumes.

4.2 Vergleich mit *in situ* Beobachtungen

Um zu prüfen, ob die Wechselwirkung eines Kometen mit dem Sonnenwind realistisch simuliert wird, ist es naheliegend, die Simulationsgrößen mit Beobachtungen zu vergleichen. Messungen von Plasmaparametern sind bei den Vorbeiflügen an Kometen durchgeführt worden und können für einen solchen Vergleich herangezogen werden. Die Produktionsraten einiger Simulationen liegen im Bereich der Produktionsrate des Kometen Giacobini-Zinner, in dessen Plasmaschweif von der ICE-Sonde *in situ* Beobachtungen durchgeführt wurden (siehe z. B. [Bame et al., 1987]). Dies sind die einzigen *in situ* Messungen von der Schweifseite eines Kometen. Äquivalent zur Bahn der ICE-Sonde durch den Kometenschweif kann man einen Schnitt durch den Simulationsraum legen und die simulierten Plasmagrößen mit den ICE-Messungen vergleichen, wie es auf Abbildung 4.1 und 4.2 dargestellt ist. Ein äquivalenter Schnitt heißt hier, daß ein Schnitt in etwa 8000 km vom Kometenkern (auf der Schweifseite) und parallel zur Richtung des ungestörten Magnetfeldes gewählt wurde, was der Geometrie der Bahn der ICE-Sonde entspricht (siehe [Rosenvinge et al., 1986]). Die Produktionsrate des Kometen beträgt in der gezeigten Simulation $2 \cdot 10^{28} \text{ s}^{-1}$. Alle anderen Sonnenwindparameter sind möglichst nahe den Bedingungen bei Komet Giacobini-Zinner gewählt (wie in [Bame et al., 1987] [Smith et al., 1986] beschrieben). Abbildung 4.1 zeigt eine gute qualitative Übereinstimmung der Simulation mit der Beobachtung, der Abstand der Bugstoßwelle in der Simulation stimmt mit dem Abstand der bei Komet Giacobini-Zinner gesehenen Übergangsregion („transition region“, TR), die einer Bugstoßwelle entspricht, überein. Die Größen des simulierten Kometen befinden sich in den Abbildungen schon jeweils *innerhalb* der Bugstoßwel-

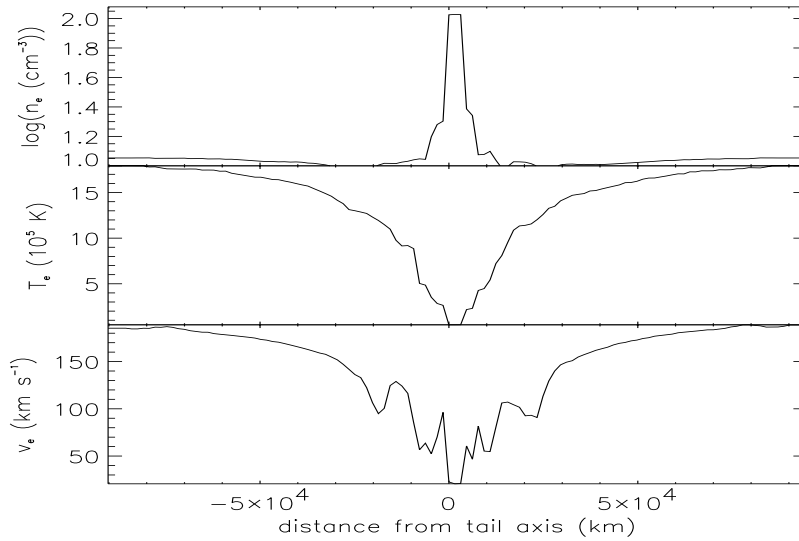
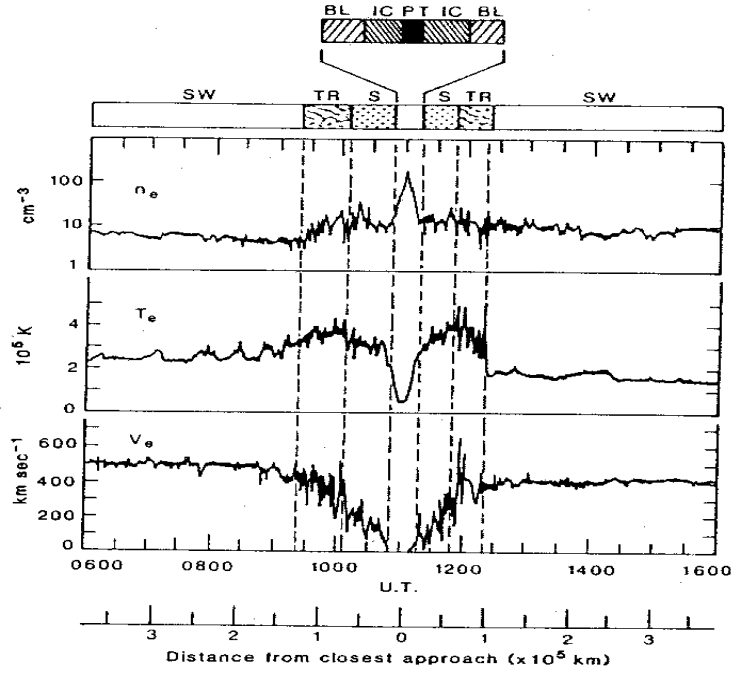


Abbildung 4.1: *In situ* Beobachtung von Komet Giacobini-Zinner durch die Sonde ICE (aus [Bame et al., 1987]) und Vergleich mit der Simulation. Die Abkürzungen bedeuten: SW=solar wind, TR=transition region, S=sheath, BL=boundary layer, IC=cold intermediate coma, PT=plasma tail. In der unteren Grafik ist ein Schnitt durch den Simulationsraum dargestellt, der äquivalent zur Flugbahn der ICE-Sonde ist (siehe Text). Für die Geschwindigkeit der Elektronen ist hier die Näherung $\vec{v}_e = \frac{n_p \vec{v}_p + Z_h n_h \vec{v}_h}{n_e}$ verwendet worden. Die Produktionsrate des simulierten Kometen beträgt in diesem Beispiel $1 \cdot 10^{28} \text{ s}^{-1}$, das Magnetfeld ist senkrecht zur Strömungsrichtung des Sonnenwindes gewählt. Man beachte die unterschiedlichen Skalen der waagerechten-Achsen.

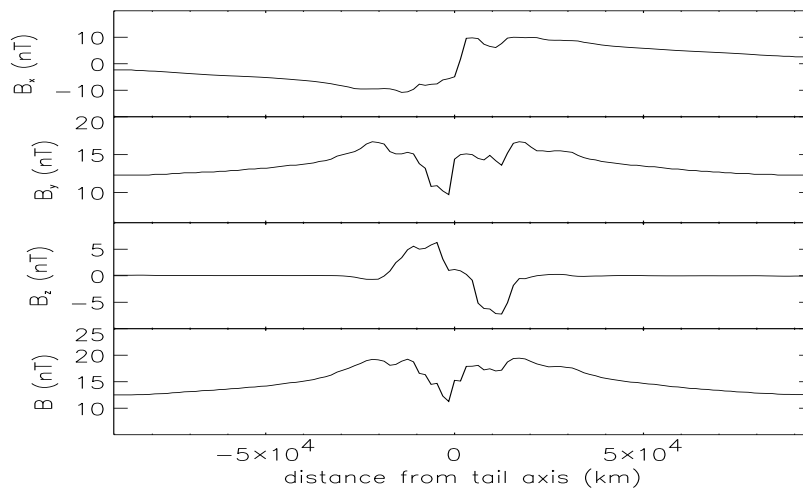
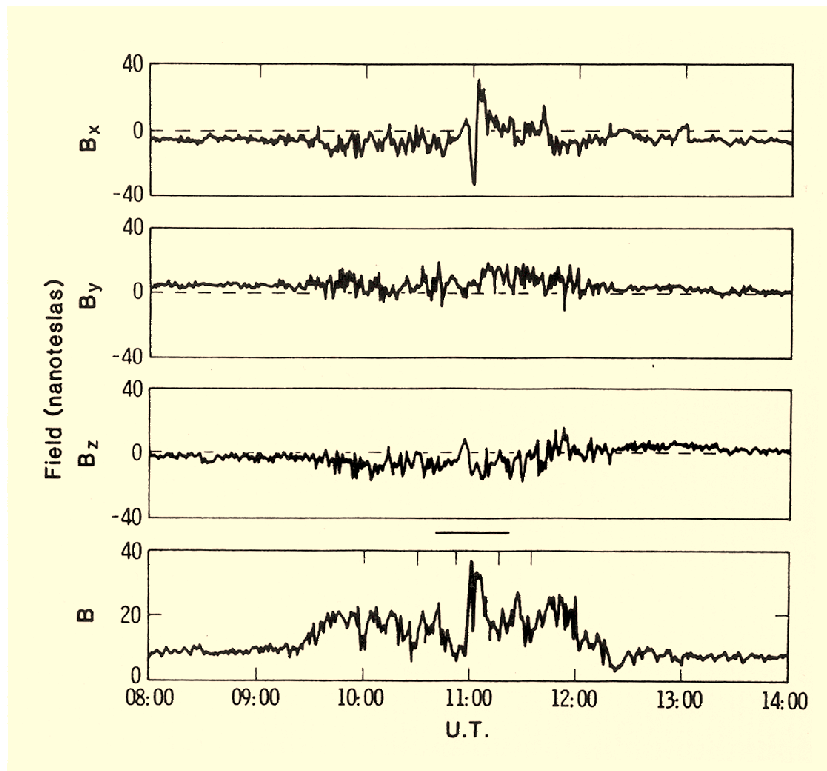


Abbildung 4.2: *In situ* Messung des Magnetfeldes bei Komet Giacobini-Zinner durch die Sonde ICE (aus [Smith et al., 1986]) und Vergleich mit Simulationsergebnissen. Auch hier zeigen die Werte der Simulation den Bereich *innerhalb* der TR. Die Längenskalen können aus Abbildung 4.1 übertragen werden. In Übereinstimmung ist die Größenordnung der Verstärkung des Magnetfeldes und die Umkehr der x-Komponente. Die Magnetfeldmessung zeigt viele Fluktuationen, die in der Simulation nicht zu sehen sind.

le, d. h. innerhalb der Übergangsregion bei Komet Giacobini-Zinner.

Schwieriger ist der Vergleich des Magnetfeldes (Abbildung 4.2). Die Lage des Magnetfeldes und die Bezeichnung der Raumrichtungen wurden wie bei den *in situ* Messungen der Sonde gewählt. Die Verläufe der Magnetfeldkomponenten der *in situ* Messungen sind nur andeutungsweise mit der Simulation in Verbindung zu bringen. Die größte Ähnlichkeit ist im Verlauf der Gesamtfeldstärke sichtbar. Offenbar sind die Störungen im Magnetfeld in der Realität größer als in der Simulation.

4.3 Abstand der Bugstoßwelle

Durch gasdynamische Betrachtungen der Wechselwirkung eines Kometen mit dem Sonnenwind, die auf Biermann et al. [1967] zurückgehen, können die Positionen von Grenzflächen stromaufwärts vom Kometenkern wie Bugstoßwelle, in neueren Rechnungen [Galeev et al., 1985, 1987] auch Kometopause und Ionopause abgeschätzt werden. Der Abstand der Bugstoßwelle vom Kometenkern kann nach Galeev et al. [1985] (siehe hierzu auch [Schmidt & Wegmann, 1982]) in Abhängigkeit der Produktionsrate und der Sonnenwindmachzahl berechnet werden:

$$R_s = \frac{Q_n m_i \xi}{4\pi v_{ej} \rho_{sw} v_{sw} (\hat{x}_s - 1)} \quad (4.2)$$

\hat{x}_s ist hier eine Funktion von der Machzahl, bei der der Stoßwellenübergang stattfindet, und vom Adiabatenexponenten γ . Für die Bugstoßwelle bei Kometen gilt ($\gamma = \frac{5}{3}$) $\hat{x}_s = 1.323$ [Flammer, 1991]. Die anderen Werte wurden wie folgt gewählt: Ionisationsrate $\xi = 1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $v_{ej} = 1 \text{ km s}^{-1}$, $\rho_{sw} = 6 \text{ cm}^{-3} m_p$, $v_{sw} \approx 570 \text{ km s}^{-1}$, $M_A = 4$ und $m_i = 15 m_p$. Die Abstände der Bugstoßwelle bei verschiedenen Produktionsraten sind auf Abbildung 4.3 den nach (4.2) theoretisch berechneten gegenübergestellt. Theorie und Simulation kommen sich sehr nahe. Hier wurden Simulationen mit gleicher Ortsauflösung aber unterschiedlichen Produktionsraten gewählt. Bei höheren Produktionsraten bedeutet der gleichbleibende Gitterpunktastand eine höhere Auflösung. Dies könnte dazu führen, daß die Abstände der Bugstoßwelle bei höheren Produktionsraten näher an Gleichung (4.2) liegen, als dies bei niedrigeren der Fall ist. Hinzu kommen Abhängigkeiten des Stoßwellenabstandes von anderen Parametern, die nicht in Gleichung (4.2) enthalten sind, sich aber in der Simulation auswirken, so z. B. die Stärke und Richtung des Magnetfeldes sowie die Alfvéngeschwindigkeit des ungestörten Sonnenwindes.

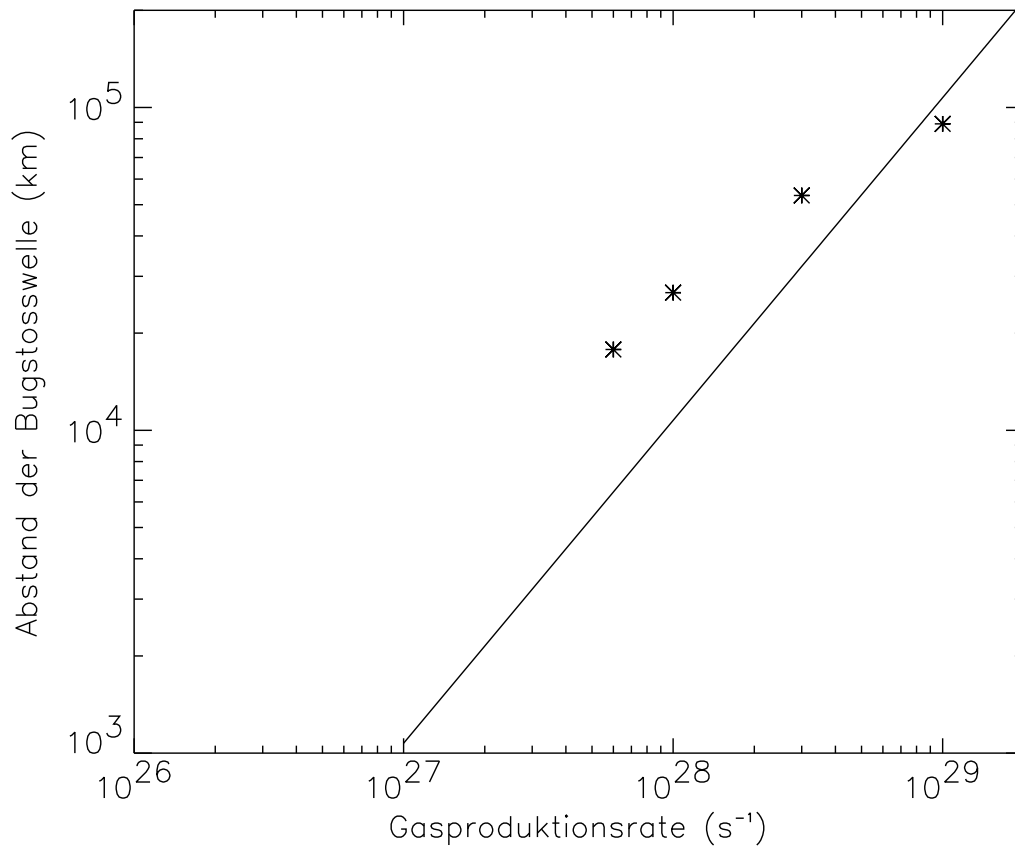


Abbildung 4.3: Die Sterne zeigen den Abstand der Bugstosselle aus der Simulation, die Gerade wurde nach Gleichung (4.2) berechnet.

4.4 Protonopause

Die Protonopause wird in den Simulationsrechnungen ebenfalls wiedergegeben. Zum Teil ist die Auflösung nicht gut genug, um diesen Übergang genauer zu untersuchen. Es wurden aber einige Simulationen mit geeigneter Auflösung durchgeführt. Die Prozesse, die zur Bildung der Protonopause führen, sind noch nicht vollkommen verstanden. Auch wurde dieser Übergang nicht bei allen Kometenvorbeiflügen gefunden [Rème et al., 1994]. Die Simulationen können einen Beitrag zur Klärung der Vorgänge leisten, in diesem Abschnitt werden die Simulationsergebnisse bezüglich der Protonopause etwas näher betrachtet. Der erste Beweis durch Simulationen für die Existenz der Protonopause wurde in 2D-Rechnungen mit einem Zwei-Ionen-MHD-Modell von Sauer et al. [1994] geliefert.

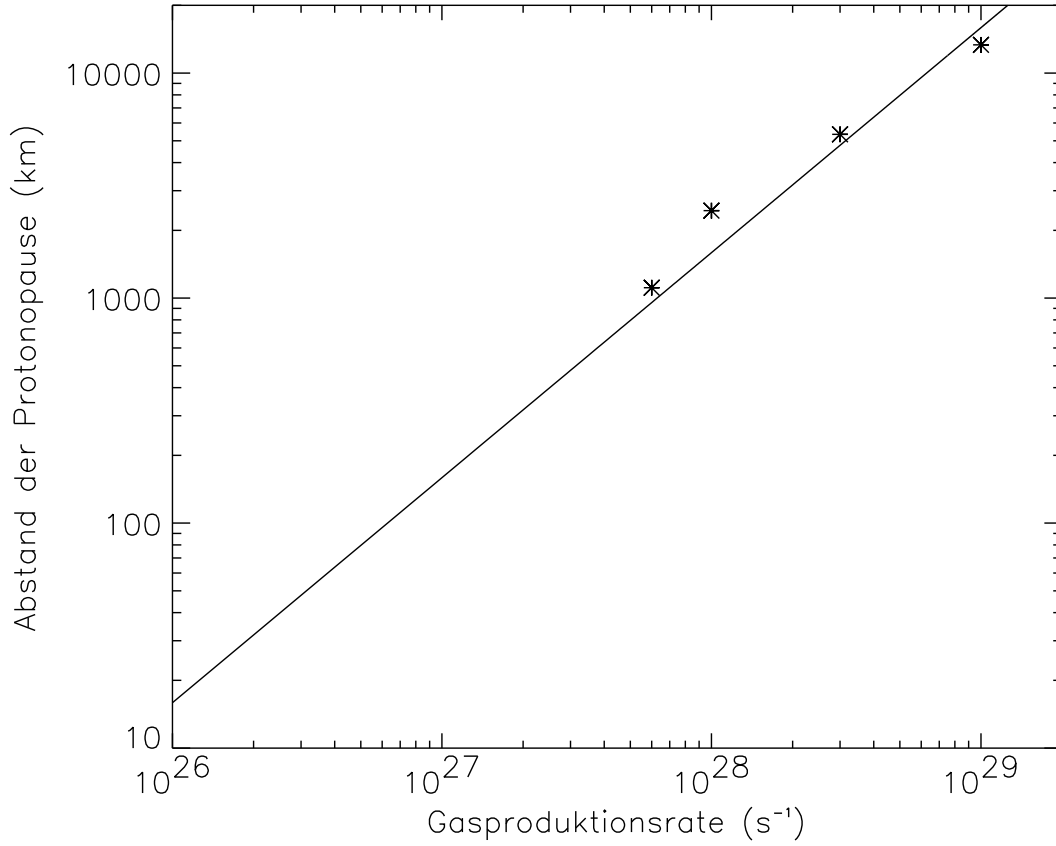


Abbildung 4.4: Abstand der Protonopause aus der Simulation, hier durch Sterne markiert, und nach (4.3) berechnet.

4.4.1 Abstand der Protonopause

Der Abstand der Protonopause hängt, ebenso wie der Abstand der Bugstoßwelle, hauptsächlich von der Produktionsrate des Kometen und der Sonnenwindmachzahl ab. Eine Abschätzung für den Abstand der Protonopause wird von Flammer [1991] gegeben. Demnach bildet sich die Protonopause (oder Kometopause) an einer Stelle, wo die mittlere freie Weglänge eines vom Sonnenwind einlaufenden Teilchens bezüglich Stößen mit Teilchen, die vom Kometen ausströmen, gleich der Entfernung vom Kometenkern ist. In einer Gleichung ausgedrückt bedeutet dies [Flammer, 1991]:

$$R_c = \frac{\alpha Q_n}{4\pi v_{ej}} \quad (4.3)$$

α ist der Wirkungsquerschnitt für Kollisionen der Sonnenwindionen mit den kometaren Teilchen. Wir können einen Wert von $\approx 10^{-14} \text{ cm}^2$, was ungefähr dem Querschnitt eines Wasserstoffatoms entspricht, annehmen [Flammer, 1991], die anderen Größen wurden wie bei der Ermittlung des Abstandes der Bugstoßwelle gewählt. In Abbildung 4.4 ist ein Vergleich der Simulation mit Gleichung (4.3) zu sehen.

Die Protonopause bildet sich in den Simulationen auch ohne Berücksichtigung der Stoßterme, so daß die Gültigkeit von Gleichung (4.3) angezweifelt werden muß. Ein linearer Zusammenhang zwischen R_c und $\frac{Q_n}{v_{ej}}$ ist zu erwarten, da es sich um eine Bilanz der Protonen mit den Eigenschaften des Kometen handelt. Der Sonnenwind ist bei der Protonopause geschockt, d. h. er hat (im Gegensatz zu Gleichung (4.2)) seine Eigenschaften verloren und seine charakteristischen Größen v_{sw} usw. gehen hier nicht mehr ein. Die gute Übereinstimmung der Steigung (gegeben durch $\frac{\alpha}{4\pi}$) der Simulationsergebnisse mit Gleichung (4.3) ist hier eher zufällig. Auf die physikalischen Vorgänge an der Protonopause und ihr Zustandekommen wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

4.4.2 Bildung der Protonopause

Die Protonopause wurde in einer Simulation mit einem Zwei-Ionen-MHD-Modell gefunden und ihre Entstehung bereits diskutiert [Sauer et al., 1994] [Sauer et al., 1995]. Mit den Ergebnissen aus der 3D-Simulation wollen wir hier ihre Entstehung noch einmal kritisch betrachten.

Nach Sauer et al. [1994,1995] ist die Protonopause eine Diskontinuität, bei der die Protonendichte schlagartig auf praktisch 0 abfällt. Die Existenz der Protonopause wird mit einem Potentialsprung erklärt, der für die Protonen nicht überwindbar ist. Nach Sauer et al. [1995] existiert die Protonopause auch für ein magnetfeldfreies System; die einzige Kopplung der beiden Ionensorten geschieht dann über ein elektrisches Feld $\vec{E} \sim \nabla P_e$ (siehe auch Gleichung (3.15)). Simulationen in einem magnetfeldfreien System sind hier nicht durchgeführt worden. Die Bildung der Protonopause wird hier nur in einem System *mit* Magnetfeld untersucht.

Plasmagrößen an der Protonopause

In unserer 3D-Simulation finden wir die Protonopause als eine scharfe Diskontinuität, an der die Protonendichte auf kleine Werte absinkt. Nur bei sehr hohen Produktionsraten wird um den Kometenkern (aber nicht direkt an der Protonopause) eine Protonendichte von praktisch 0 erreicht. Die Dichte der Protonen ist entlang eines Schnitts durch den Simulationsraum (x-Achse, Strömungsrichtung) auf Abbildung 4.5 zu sehen und zeigt deutlich die Bugstoßwelle und die Protonopause. Wie von Sauer et al. [1994] gezeigt, bildet sich die Protonopause dort, wo die Dichte der Protonen und der schweren Ionen gleich sind. Das Magnetfeld und fast alle anderen Plasmagrößen

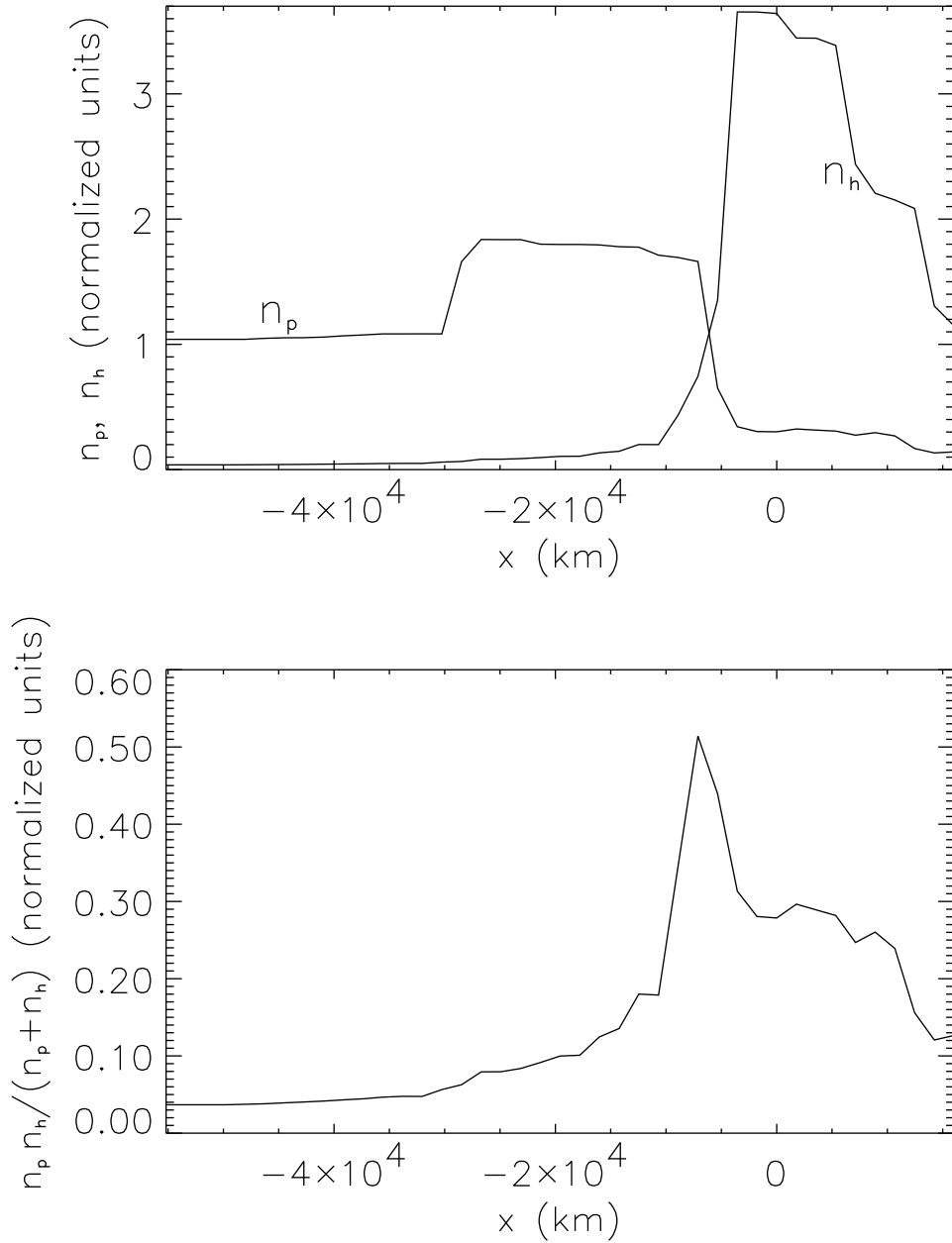


Abbildung 4.5: Oben: Dichte der Protonen und schweren Ionen in einem Schnitt entlang der x-Achse (Sonnenwindrichtung, durch den Kometenkern) der Simulationsbox. Deutlich sind Bugstoßwelle und Protonopause zu erkennen. Unten: Der Faktor $\frac{n_p n_h}{n_p + n_h}$, der für den Verlauf der Kraft $\vec{F}_{v,p}$ stromaufwärts vor dem Kometenkern eine große Rolle spielt (siehe Abbildung 4.6). Er zeigt ein scharfes Maximum an dessen Ort die Protonopause entsteht.

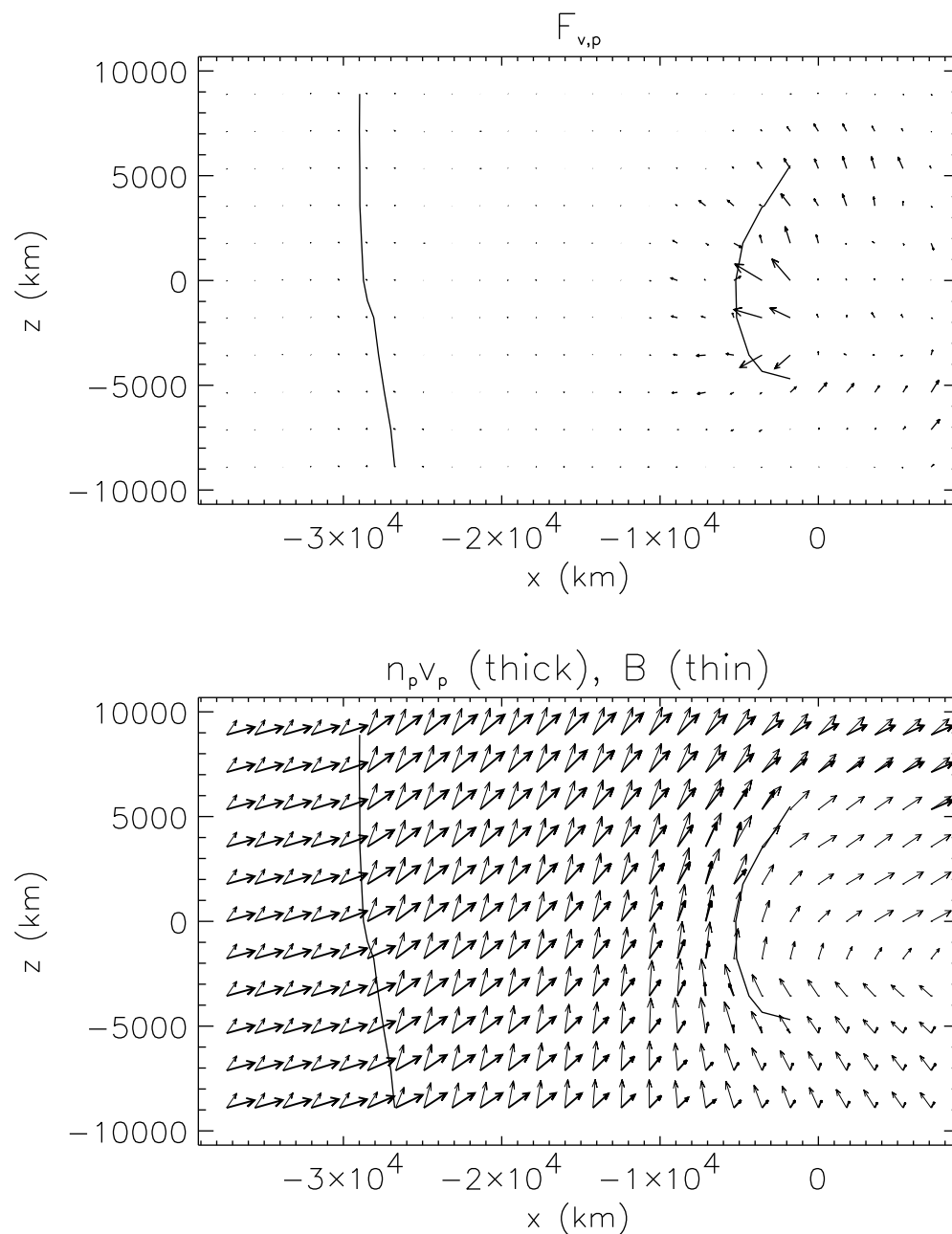


Abbildung 4.6: Oben: $\vec{F}_{v,p}$ sowie die Lage der Bugstoßwelle (Konturlinie bei $n_p = 1.6$) und Protonopause (Konturlinie bei $n_p = 0.6$, vgl. Abbildung 4.5). Dargestellt ist die xz -Ebene der Simulationsbox (durch den Kometenkern). Die Grafik zeigt, daß die Kraft im Mittel gegen die Strömungsrichtung der Protonen zeigt und an der Protonopause ein Maximum hat. Unten: $n_p \vec{v}_p$ (fette Pfeile) und \vec{B} (dünne Pfeile) sowie Lage der Bugstoßwelle und Protonopause ebenfalls in der xz -Ebene. Die Geschwindigkeit der Protonen wird durch $\vec{F}_{v,p}$ solange verändert, bis nur noch eine Komponente $\parallel \vec{B}$ übrigbleibt und die Protonen entlang \vec{B} ausströmen können.

zeigen Sprünge an der Protonopause, jedoch nicht so gravierend, wie der Sprung der Protonendichte.

Die einzelnen Kraftterme (Gleichung (3.27)) werden im nächsten Kapitel verglichen (Abbildung 5.5). Für die Protonopause zeigt sich: An der Protonopause überwiegt der (normierte) Kraftterm $\vec{F}_{v,\alpha}$, definiert in Gleichung (3.27) in Abschnitt (3.1.3). In $\vec{F}_{v,\alpha}$ geht die Relativgeschwindigkeit zwischen den Ionensorten ein; $\vec{F}_{v,\alpha}$ ist für die Schwingung der beiden Ionensorten umeinander verantwortlich (nächster Abschnitt). Dieser Term ist aus zwei Gründen für die Protonopause wichtig: 1. Der Term ist für Protonen und schwere Ionen bis auf einen Faktor $-\frac{m_p}{m_h}$ gleich, d. h. die beiden Ionensorten werden durch ihn in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt; 2. Der Term hat an der Protonopause ein Maximum.

Auf Abbildung 4.5 sind die Dichteprofile der Protonen und der schweren Ionen entlang der x-Achse der Simulationsbox dargestellt. Die untere Grafik der Abbildung zeigt die Lage des Maximums von $\vec{F}_{v,\alpha}$, was im wesentlichen durch den Faktor $\frac{n_p n_h}{n_p + n_h}$ bestimmt ist, da sich die anderen Plasmagrößen direkt an der Protonopause nicht drastisch ändern.

In Abbildung 4.6 ist die Kraft $\vec{F}_{v,\alpha}$, Magnetfeld und Impulsdichte der Protonen einer Simulation dargestellt. Für die Analyse der Protonopause wird die gleiche Konfiguration wie in Kapitel 5 verwendet: Das Magnetfeld hat einen Winkel von 45° zur Strömungsrichtung, die Produktionsrate des Kometen beträgt $1 \cdot 10^{28} \text{ s}^{-1}$. Im folgenden wird immer die über die Gyrationperiode der Protonen gemittelte Kraft $\overline{\vec{F}_{v,p}}$ herangezogen.

Abbildung 4.6 (oben) zeigt in der xz-Ebene die Kraft $\overline{\vec{F}_{v,p}}$. Die gemittelte Kraft zeigt an der Protonopause stromaufwärts und hat ein Maximum. In der unteren Grafik ist die Geschwindigkeit der Protonen und das Magnetfeld dargestellt. Gerade der steile Anstieg des Betrags der Kraft $\vec{F}_{v,\alpha}$ ist für die Bildung der Protonopause verantwortlich: Einströmende Protonen und ausströmende schwere Ionen erfahren eine starke Kraft, die nur auf den Teil der Geschwindigkeitsdifferenz $\perp \vec{B}$ (v_\perp) wirkt. Im Mittel wirkt die Kraft für die Protonen an der Protonopause stromaufwärts (genauer $\perp \vec{B}$), für die schweren Ionen stromabwärts, und es sind so beide Ionensorten an der Bildung der Protonopause beteiligt. Die Geschwindigkeitskomponente der Protonen parallel zu \vec{B} ist von $\vec{F}_{v,\alpha}$ nicht beeinflusst, so daß sich die Protonen mit einer Geschwindigkeit v_\parallel entlang der Feldlinien bewegen und so aus der Region vor dem Kometenkern abfließen. $\vec{F}_{v,\alpha}$ wirkt an der Protonopause so lange, bis die Protonen keine Geschwindigkeitskomponente v_\perp mehr aufweisen. Ist v_\parallel sehr klein, können die Protonen nicht schnell abfließen und die Protonen dringen in ein Gebiet innerhalb der Protonopause ein. Der Plasmafluß ist aber an der Protonopause bereits so langsam, daß v_\parallel mit etwa 100 km s^{-1} groß genug ist, um ein schnelles Abfließen der Protonen aus der sich der Protonopause nähernden Flußröhre zu ermöglichen und so das steile Absinken der Protonendichte zu verursachen.

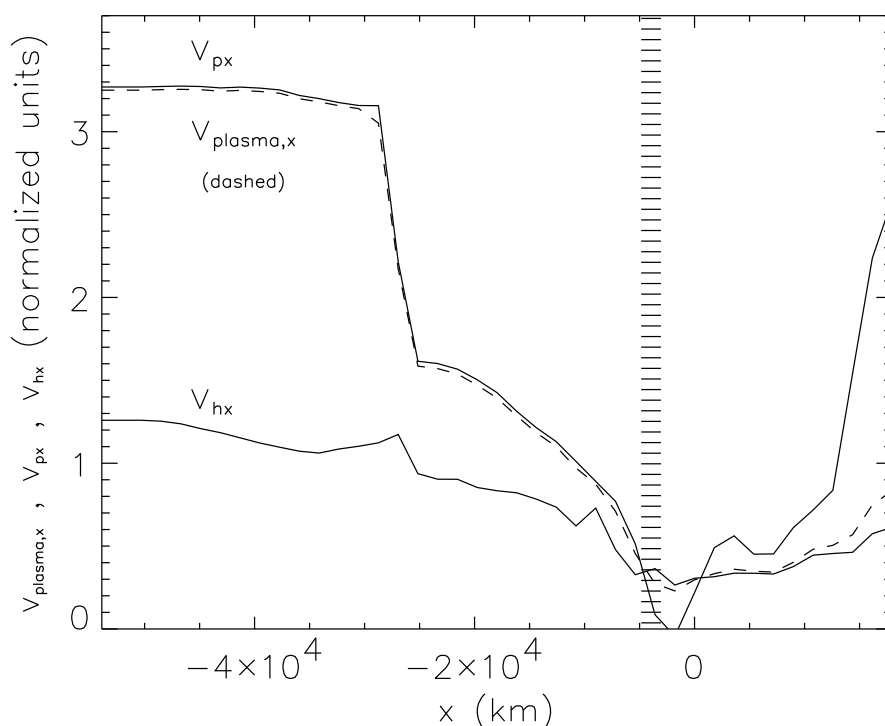


Abbildung 4.7: Geschwindigkeit der Protonen und schweren Ionen im Vergleich mit der Plasmageschwindigkeit (3.38). Es ist jeweils die Geschwindigkeit in x-Richtung aufgetragen. Die Geschwindigkeit der Protonen weist am Ort des Kometenkerns zu verschiedenen Zeitpunkten sehr unterschiedliche Werte auf, die von der Schwingung der Protonen kommen (nächster Abschnitt). Hier sind die Geschwindigkeiten zum Zeitpunkt $t \approx 3500$ s dargestellt.

In der angenommenen Magnetfeldkonfiguration ist bei $x \approx 0$ und $z \approx 5000$ km v_{\parallel} sehr gering (siehe Abbildung 4.6 unten), so daß hier Protonen auch nahe zum Kometenkern strömen können. Dies ist ein Grund dafür, warum die Protonendichte innerhalb der Protonopause nicht ganz auf null absinkt.

Plasmageschwindigkeit und Protonopause

Die Bedeutung der Protonopause läßt sich auch sehr schön anhand der Plasmageschwindigkeit sehen. In Abbildung 4.7 ist die Geschwindigkeit der Protonen, schweren Ionen und die Plasmageschwindigkeit (3.38) jeweils in x-Richtung zum Vergleich gegenübergestellt. Die y-Komponente ist sehr klein und wird daher in unseren Betrachtungen ausgeschlossen; der Verlauf der z-Komponente ist nicht wesentlich von

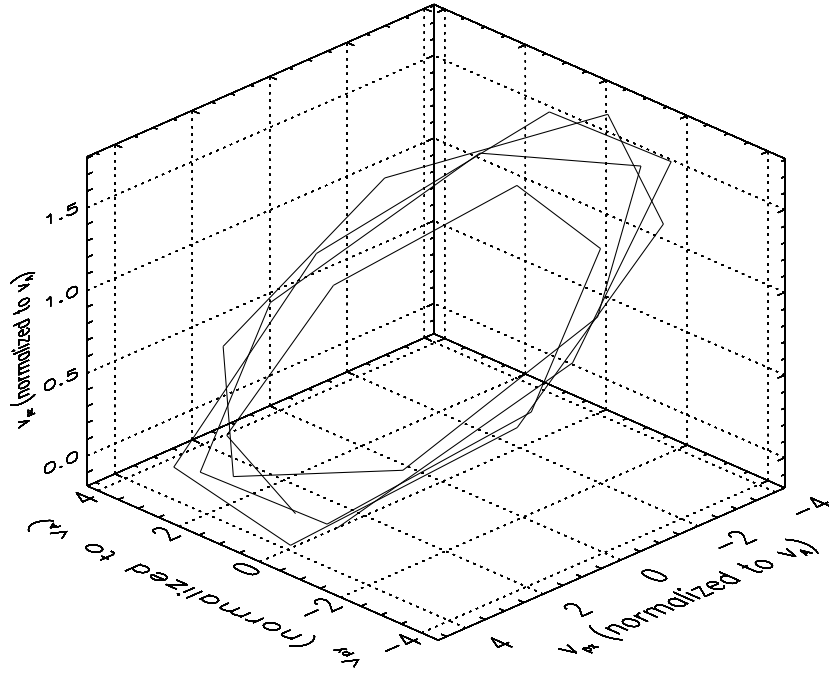


Abbildung 4.8: Schwingung der Protonen innerhalb der Protonopause, dargestellt im Geschwindigkeitsraum. Es sind 25 Zeitschritte (≈ 15 s, ein Zeitschritt $\Delta t = 1 \cdot \Omega_p^{-1}$) des Geschwindigkeitsvektors der Protonen in einem Punkt ca. 5000 km stromaufwärts vom Kometenkern (innerhalb der Protonopause) aufgetragen. Die Periode der Schwingung ist $T = \frac{2\pi}{\Omega_p}$, d. h. ein Umlauf ist durch $2\pi \approx 6$ Punkte widergegeben.

Bedeutung und kann in Abbildung 4.6 etwa nachvollzogen werden. Vor der Protonopause (von der Sonne aus gesehen, in der Abbildung links) ist die Plasmageschwindigkeit praktisch identisch mit der Geschwindigkeit der Protonen, dahinter wird sie durch die schweren Ionen bestimmt. Der Übergang ist dabei nicht fließend, sondern plötzlich, nämlich am Ort der Protonopause (in der Abbildung schraffiert dargestellt). Eine Flußröhre, mit Protonen gefüllt, nähert sich dem Kometenkern, der Plasmafluß wird gebremst und die Protonen fließen um das Hindernis herum. Dabei bewegen sie sich immer entlang der magnetischen Flußröhren. An der Protonopause werden die Flußröhren so lange gebremst, bis die Protonen seitlich abgeflossen sind. Einige wenige Protonen, insbesondere die, die keine Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Flußröhre besitzen, werden über die Protonopause gezogen und führen dann Schwingungen aus, wie im Abschnitt 4.4.3 gezeigt wird.

Der Verlauf der Geschwindigkeit der schweren Ionen ist wegen der geringen

Dichten vor allem vor der Protonopause auch durch die Ionen bestimmt, die ständig mit Geschwindigkeit ≈ 0 hinzuaddiert werden (siehe Abschnitt 3.1.1). Gemittelt mit den bereits vorhandenen ergibt sich dann im Vergleich mit der Plasmageschwindigkeit die niedrige Geschwindigkeit der schweren Ionen, die in Abbildung 4.7 zu sehen ist. Am rechten Rand der Abbildung ($x \approx 1.5 \cdot 10^4$ km) wird die Protonengeschwindigkeit sehr hoch. Dies liegt daran, daß der Verlauf des Schweifs nicht genau mit der x -Richtung übereinstimmt und der dargestellte Schnitt entlang x bei $x \gtrsim 1 \cdot 10^4$ km nicht mehr die Plasmagrößen *im* Schweif, sondern *außerhalb* zeigt, wo die Protonengeschwindigkeit größer ist.

4.4.3 Schwingung der Protonen

Die meisten Protonen strömen in einem Bereich außerhalb der Protonopause um das Hindernis herum. Einige wenige dringen innerhalb diese Grenzfläche. Dort, wo die schweren Ionen das Plasma dominieren, üben die Protonen kollektive Schwingungen aus (vgl. Abschnitt 3.2.2), die im Geschwindigkeitsraum in Abbildung 4.8 quasi-3D dargestellt sind. Gezeigt ist die zeitliche Entwicklung des Geschwindigkeitsvektors der Protonen in einem Punkt innerhalb der Protonenkavität. Die Frequenz dieser Schwingung ist genau die nach Gleichung (3.36) erwartete, nämlich die Gyrofrequenz der Protonen Ω_p . Deutlich sieht man die Drehung des Geschwindigkeitsvektors auf einem Kegel, dessen Achse genau mit der Richtung des Magnetfeldes zusammenfällt (die Magnetfeldrichtung ist auf der Abbildung nicht dargestellt).

4.5 Schweif

4.5.1 Lage, Form, Stromschicht

Das Herumdrapieren und Anhäufen des Magnetfeldes, die Bugstoßwelle und der Kometenschweif sind in Abbildung 4.9 in quasi-3D dargestellt. Die beiden Gebilde sind Isoflächen der Dichte der Protonen und der schweren Ionen. Der Wert der Isofläche der Protonendichte ist so gewählt, daß die Anhäufung der Protonen hinter der Bugstoßwelle und vor dem Kometenkern innerhalb der Isofläche liegt. Die linke Seite der dargestellten Fläche spiegelt so die ungefähre Lage und Form der Bugstoßwelle wider. Die Feldlinien zeigen die Richtung des Magnetfeldes in 3D und dessen Stärke (Farben) an. Deutlich erkennt man die Anhäufung des Magnetfeldes vor dem Kometenkern, die Faltung der Feldlinien dahinter, die eine Stromschicht quer zum Schweif erzeugt. Diese Stromschicht und der Schweif liegen geometrisch genau aufeinander.

Durch ein schräg einlaufendes Magnetfeld liegt die Stromschicht nicht mehr symmetrisch zur Einlaufrichtung des Sonnenwindes, sondern ist durch zunehmenden magnetischen Druck auf einer Seite geneigt. Die Ablenkung der Ionen im Schweif

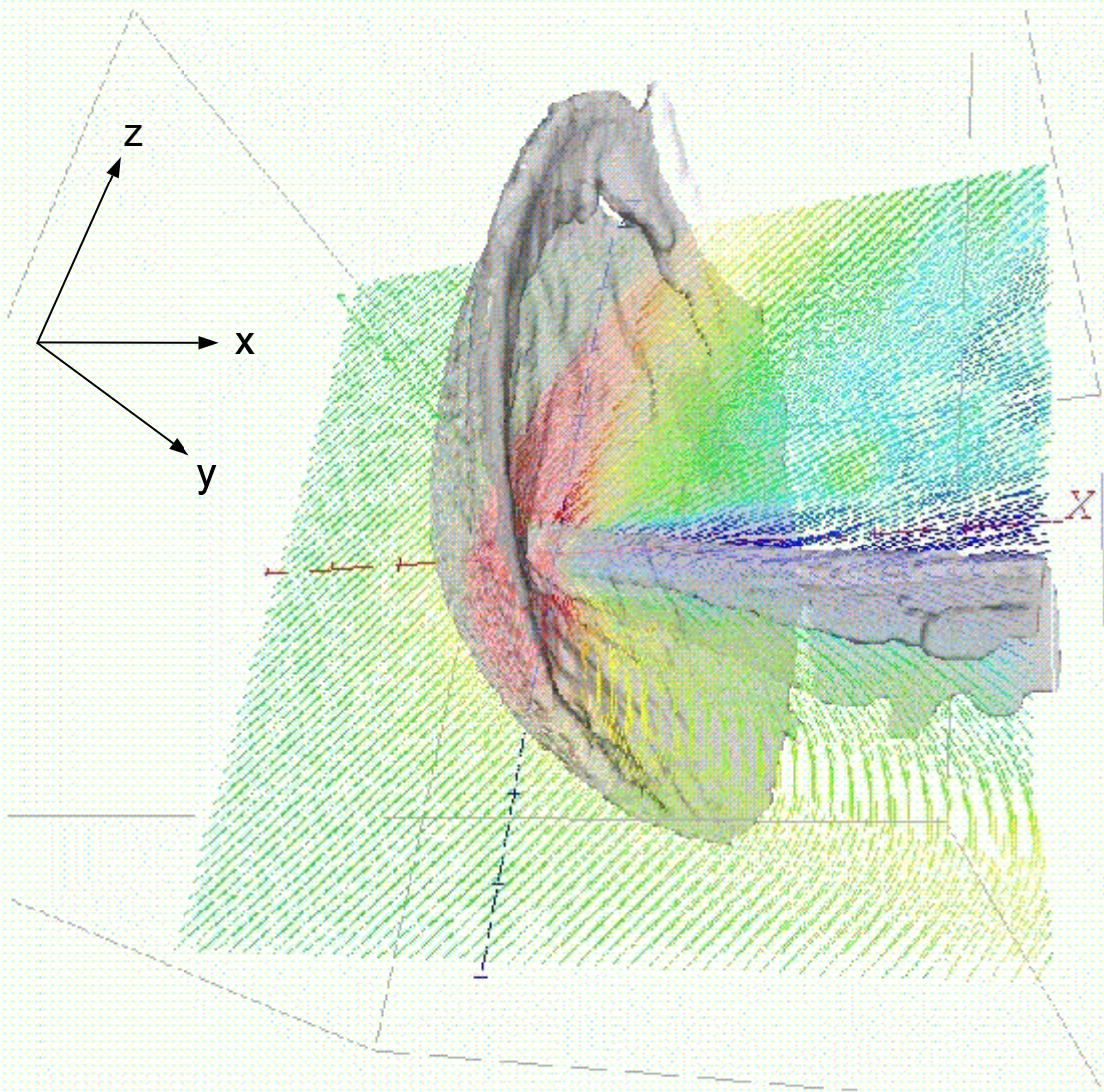


Abbildung 4.9: Quasi-3D-Darstellung eines simulierten Kometen. Es sind $120 \times 120 \times 120$ Gitterpunkte dargestellt, d. h. in jeder Raumrichtung ca. $2 \cdot 10^5$ km (die Umrisse des „Würfels“ sind angedeutet). Es sind zwei Isoflächen, eine der Protonendichte (links), eine der Dichte der schweren Ionen (rechts), gezeigt. Die Farben bedeuten schwaches (0 nT ist blau) bis starkes Magnetfeld (> 20 nT ist rot).

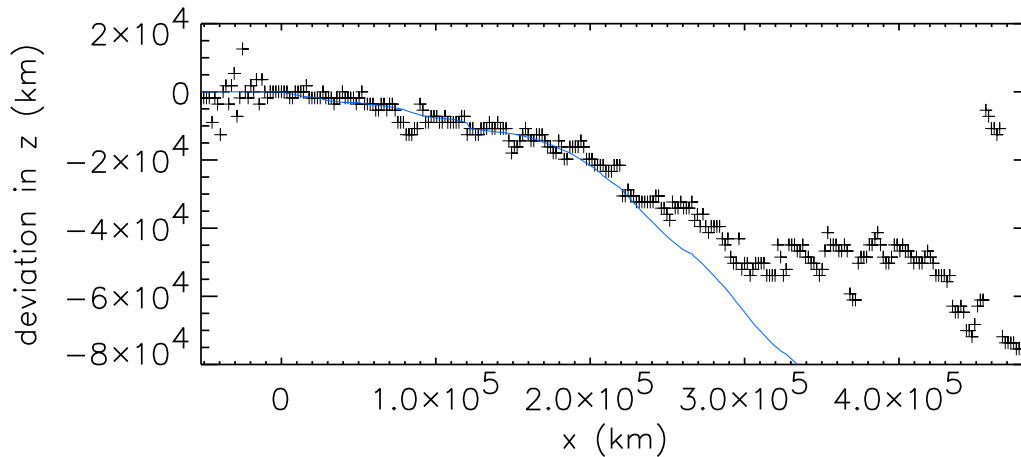


Abbildung 4.10: Abweichung des Schweifs von der x-Achse (Strömungsrichtung des Sonnenwindes), dargestellt durch die Kreuze. Die durchgezogene Kurve zeigt den berechneten Ort des Schweifs *nur* unter Berücksichtigung jeweils einer Komponente der Kraft aus magnetischem Druck und Zug. Bis zu einer Entfernung von $2.5 \cdot 10^5$ km läßt sich die Abweichung allein durch die Wirkung des magnetischen Druckes (hier in z-Richtung) und Zuges (hier in x-Richtung) erklären (siehe Text).

ist dort größer, wo die Dichte geringer ist. Aus diesem Grund entsteht die gewölbte Form der Isofläche der Dichte der schweren Ionen. Durch die Strukturierung im Schweif (siehe Kapitel 5) kommt es teilweise zu einer wellenartigen Form, da die Masse zwischen zwei Knoten (geringe Dichte) durch die Wirkung des magnetischen Drucks stärker abgelenkt wird als ein Knoten selbst (höhere Dichte).

In Abbildung 4.10 ist die Ortsabweichung in z-Richtung des Schweifs gegenüber dem Abstand vom Kern aufgetragen. Mit Schweif ist hier und im folgenden gemeint: Zu jedem Punkt in x-Richtung (Strömungsrichtung des ungestörten Sonnenwindes) wird auf der zugehörigen yz-Ebene der Ort mit maximaler Dichte der schweren Ionen ermittelt. Entlang der x-Achse zusammengesetzt ergeben diese Orte die Lage des Kometenschweifs. Welche Ursachen die Abweichung des Schweifs von der Strömungsrichtung hat, kann in der Simulation nachvollzogen werden, da die einzelnen Kraftterme bekannt sind. Die Bewegung der schweren Ionen kann zu einem beliebigen Zeitpunkt (die Lösung ist quasistationär) unter Einbeziehung aller Kräfte nachvollzogen, d. h. verfolgt man die „Bahnen“ der schweren Ionen, so müssen alle auftretenden Beschleunigungen von Kräften stammen, die im Modell enthalten sind. Für die Abweichung des Schweifs sollen hier mit einer einfachen Methode die verantwortlichen Kräfte gezeigt werden.

Die im Modell enthaltenen Kräfte können aus Gleichung (3.25) abgelesen werden. Hier ist der Ionendruck vernachlässigt worden, es bleiben demnach vier Kraftterme jeweils für Protonen und schwere Ionen. Unter anderem sind dies magnetischer

Druck und Zug (vgl. Abschnitt 3.1.3). In einfachster Näherung sollen hier für die Bewegung der schweren Ionen im Schweif nur der magnetische Druck in z-Richtung (Ebene des Magnetfeldes) und der magnetische Zug in x-Richtung (Strömungsrichtung) betrachtet werden. Aus diesen beiden Kräften läßt sich die Bewegung der schweren Ionen unter Vernachlässigung aller anderer Kräfte und Komponenten errechnen. Die Bewegung ergibt eine „Bahn“ und beschreibt die Lage des Schweifs. Auf Abbildung 4.10 ist die so berechnete Bahn der tatsächlichen Schweiflage gegenübergestellt. Bis zu einer Entfernung von $2.5 \cdot 10^5$ km ist die hier benutzte einfachste Näherung gültig, und alle anderen Kräfte und Komponenten spielen für die Ermittlung der Lage des Schweifs keine Rolle.

Wie auf Abbildung 5.1 im nächsten Kapitel ersichtlich wird, ist in größerer Entfernung kein zusammenhängender Schweif mehr vorhanden, vielmehr sind einzelne Strukturen erkennbar, deren Dynamik nicht mehr in der oben genannten Näherung beschrieben werden kann. Die Betrachtung zeigt aber, daß die Abweichung des Schweifs von der Strömungsrichtung über die Wirkung des magnetischen Druckes geschieht und das Ergebnis des schräg einlaufenden Magnetfeldes ist.

Kapitel 5

Simulation von Schweifstrukturen

Viele Simulationsergebnisse zeigen starke Strukturbildungen im Schweif. Dabei handelt es sich um Knotenstrukturen. Damit sind regelmäßige Dichteanhäufungen gemeint, die in der Nähe des Kometenkerns entstehen und dann in den Schweif beschleunigt werden. Solche Knoten bilden sich bei unterschiedlichen Sonnenwindmachzahlen (hier wurde ein Bereich von 2 bis 6 betrachtet), bei allen simulierten Gasproduktionsraten und sind auch von den übrigen Plasma- und numerischen Parametern unabhängig. In den folgenden Abschnitten wird die Bildung und Bewegung der Knoten anhand eines konkreten Falles analysiert.

Die Sonnenwind-, Kometen- und numerischen Parameter der in den folgenden drei Abschnitten betrachteten Simulation sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die Ausgangslage und Gittergröße ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

5.1 Räumlicher Verlauf der Simulationsvariablen

Neben der quasi-3D-Darstellung ist die Darstellung von Schnitten sinnvoll, da man so die Werteverteilung der einzelnen Variablen direkt sichtbar machen kann. Abbildung 5.1 zeigt die Magnetfeldstärke, die Geschwindigkeit der Protonen in x-Richtung, die Protonendichte und die Dichte der schweren Ionen nach grob 3900 Zeitschritten. Der Sonnenwind strömt in der Abbildung von links ein, das Magnetfeld liegt in der links dargestellten xz-Ebene mit einem Winkel von 45° zur Strömungsrichtung. Die Bugstoßwelle, die Anhäufung des Magnetfeldes und der Protonen vor dem Kometen sowie die Ausbildung eines Schweifs sind zu sehen. Die projizierten Magnetfeldlinien demonstrieren auf den linken Schnitten das Herumwinden des Magnetfeldes um den Kometenkern, auf den rechten Schnitten dessen Ausweichen von der zentralen Achse (Strömungsrichtung = x-Achse). Zum dargestellten Zeitpunkt ist bereits ein Gleichgewicht zwischen den einlaufenden Protonen und den vom Kometen produzierten schweren Ionen erreicht, und die Bugstoßwelle bleibt in einer konstanten Position, d. h. unter diesen Gesichtspunkten ist eine quasistationäre Lösung erreicht. Man er-

Tabelle 5.1: Plasma- und numerische Parameter der in den Abschnitten 5.1 bis 5.3 betrachteten Simulation. Wir haben dabei das einfachste Simulationsmodell unter Vernachlässigung der Ionendrucke und Kollisionsterme verwendet (siehe Abschnitt 3.1.1).

Plasmaparameter und berechnete Größen des ungestörten Sonnenwindes:		
	Machzahl	$M_A = 4$
	Alfvéngeschwindigkeit	$v_A = 150 \text{ km s}^{-1}$
Winkel des Magnetfeldes zur Strömungsrichtung	$\alpha = 45^\circ$	
	Magnetfeldstärke	$ \vec{B} = 16 \text{ nT}$
	Protonendichte	$n_p = 6 \text{ cm}^{-3}$
	Elektronentemperatur	$T_e = 1.2 \cdot 10^6 \text{ K}$
	Plasma β	$\beta_{e,\infty} = 2$
	Adiabatenexponent	$\gamma = \frac{5}{3}$
	Protonengyrofrequenz	$\Omega_{cp} = 1.6 \text{ s}^{-1}$
	Debyelänge	$D = 35 \text{ m}$
	Protonenskinlänge	$L_{sk} = 90 \text{ km}$
Kometenparameter:		
	Gasproduktionsrate	$Q_h = 1 \cdot 10^{28} \text{ s}^{-1}$
	Ionisationsrate	$\xi = 1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$
Auswurfgeschwindigkeit der neutralen Teilchen	$v_{ej} = 1 \text{ km s}^{-1}$	
Masse der schweren Ionen	$m_h = 15 \text{ amu}$	
Numerische Parameter:		
	Gittergröße	$300 \times 80 \times 80$
Räumliche Auflösung	$\Delta x = 20 L_{sk} = 1800 \text{ km}$	
Zeitliche Auflösung	$\Delta t = 1 \Omega_{cp}^{-1} = 0.6 \text{ s}$	

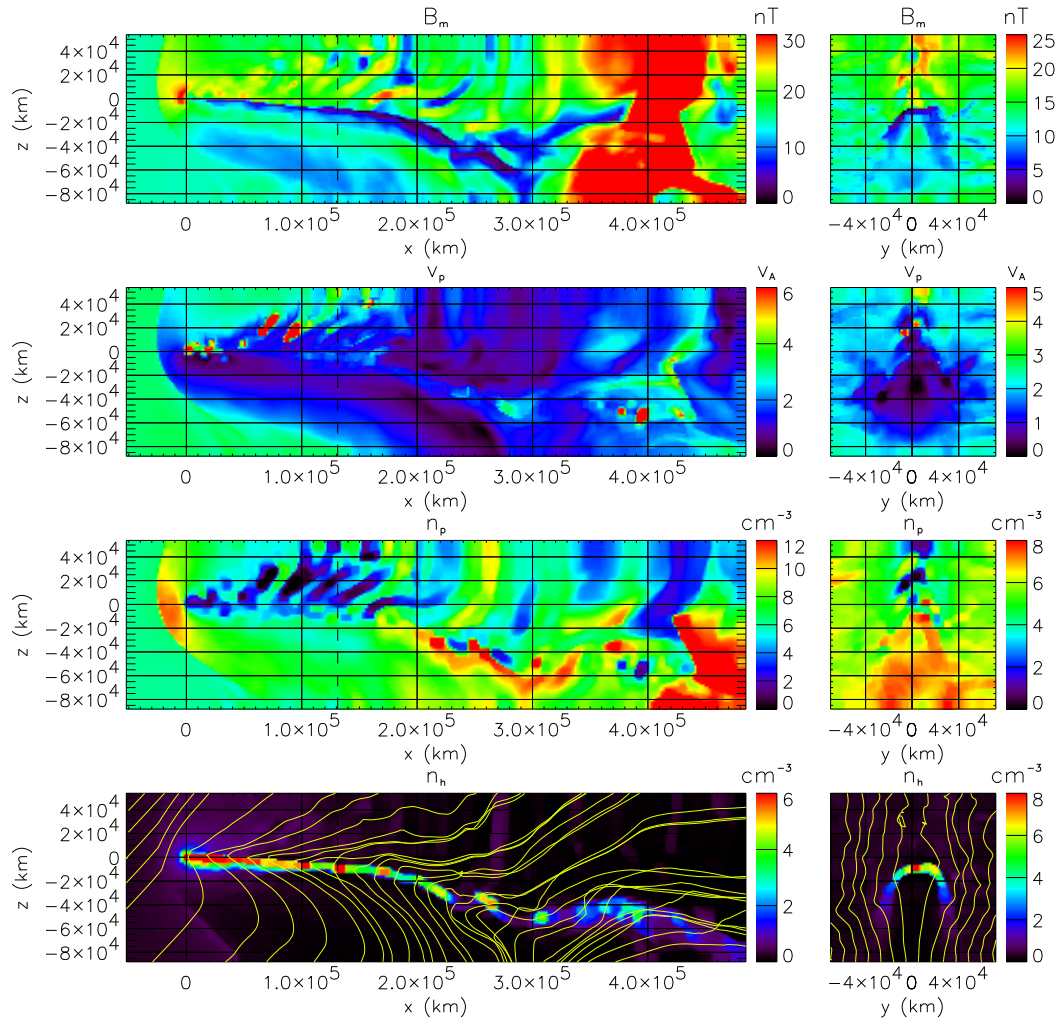


Abbildung 5.1: Magnetische Feldstärke, Geschwindigkeit der Protonen, Protonendichte und Dichte der schweren Ionen. Dargestellt sind jeweils zwei unterschiedliche Schnitte: Links: xz-Ebene bei $y = 0$. Rechts: yz-Ebene bei $x = 1.3 \cdot 10^5$ km, wie im linken Schnitt durch die gestrichelte Linie markiert ist. In den unteren Abbildungen sind *projizierte* Feldlinien des Magnetfeldes hinzugefügt, die durch den Schweif gehen, d. h. das „Kreuzen“ von Feldlinien kommt hier durch die Projektion zustande. Der Verlauf an den Rändern ist durch die Randbedingungen nicht immer realistisch.

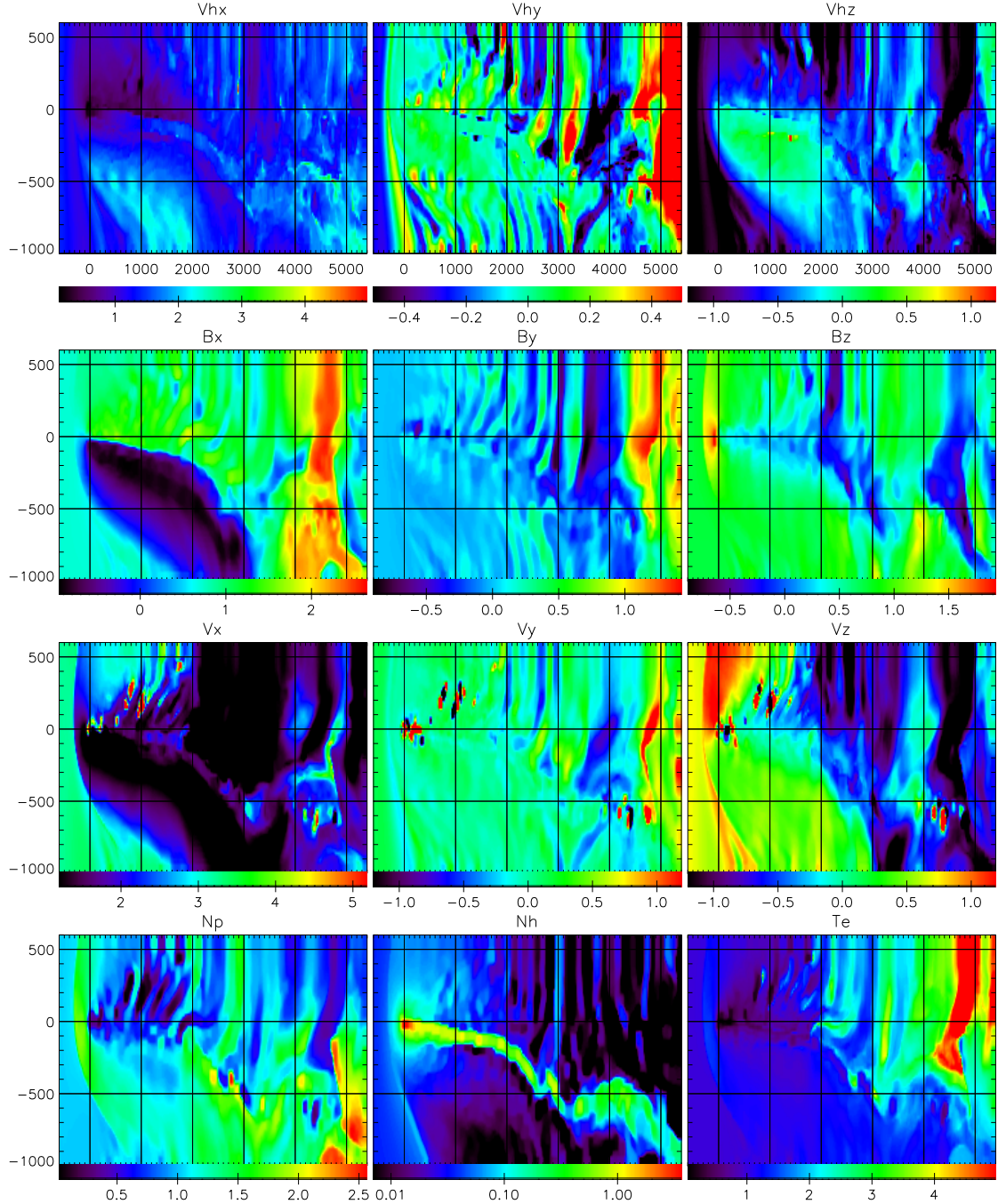


Abbildung 5.2: Alle Variablen einer Simulation, deren Parameter in Tabelle 5.1 dargestellt sind, in einem xz -Schnitt bei $y = 0$ zu einer Zeit von $3879 \Omega_p^{-1}$. Die x - und z -Koordinaten sind in normierten Einheiten auf den oberen drei Bildern gezeigt (eine dargestellte Einheit = $1 L_{\text{skin},\infty} = 89 \text{ km}$). Die Größen sind in Einheiten der in Tabelle 3.2 bzw. 5.1 gegebenen Normierungsgrößen dargestellt (Farbskalen). Die einzelnen Bilder sind im Gegensatz zu Abbildung 5.1 verzerrt dargestellt.

kennt anhand der Dichte der schweren Ionen im Schweif einzelne Knoten, die mit großräumigen Strukturen in den anderen Größen verknüpft sind. Diese bewegen sich stromabwärts, es werden periodisch neue Knoten gebildet. Obwohl alle äußeren Parameter konstant sind, gibt es periodische Schwankungen auf der Seite stromabwärts des Kometenkerns.

Auf Abbildung 5.2 sind alle Simulationsvariablen des diskutierten Falles in einem xz-Schnitt durch den Simulationsraum in normierten Einheiten dargestellt. Die beiden Achsen sind hier nicht im gleichen Maßstab, so daß die einzelnen Bilder etwas verzerrt sind. Die Strukturen, die schon in der Protonendichte zu sehen sind, treten in vielen anderen Simulationsvariablen ebenfalls auf. Die einzelnen Variablen werden im folgenden kurz diskutiert.

Dichte der schweren Ionen und Magnetfeldlinien (Abbildung 5.1): Es sind deutlich einzelne Knoten im Schweif zu erkennen, die in weiterer Entfernung zu vollkommen selbständigen Gebilden werden. Die projizierten Magnetfeldlinien demonstrieren die Lage und Form der Stromschicht, die mit dem Schweif geometrisch übereinstimmt. Die Dichte der Magnetfeldlinien sagt *nichts* über die Stärke des Feldes aus. Es wurden in äquidistanten Abständen Feldlinien, die durch den Schweif gehen, ausgewählt und projiziert.

Die **Protonendichte** (unverzerrt dargestellt in Abbildung 5.1) zeigt beim Durchqueren der Bugstoßwelle einen plötzlichen Anstieg. Die größte Anhäufung ist in einem Bereich zwischen Bugstoßwelle und Protonopause (in diesem Beispiel nur grob aufgelöst) erreicht. Vom Schweif aus zeigen langgestreckte Gebiete mit abwechselnd niedriger und hoher Protonendichte in z-Richtung (nach oben rechts). Im Schweif treffen Gebiete mit niedriger Protonendichte meist auf Knoten in der Dichte der schweren Ionen. Die länglichen Strukturen *oberhalb* des Schweifs und die Strukturen der Protonendichte *im* Schweif haben gemeinsamen Ursprung, bewegen sich aber im Laufe der Entwicklung stromabwärts mit verschiedenen Geschwindigkeiten (die länglichen Strukturen bewegen sich schneller). Der Grund dafür ist die hohe Dichte der schweren Ionen im Schweif, die in diesem Bereich dominieren und träger sind. Im weiteren Verlauf kommen auch einzelne Strukturen mit sehr hoher Dichte vor. Auch dort entsprechen Gebiete mit hoher Protonendichte meist solchen, in denen die Dichte der schweren Ionen gering ist, und umgekehrt.

Elektronentemperatur: Mit der Erhöhung der Protonendichte hinter der Bugstoßwelle steigt auch die Elektronentemperatur dort sprunghaft. Der gesamte Verlauf ist dem der Protonendichte sehr ähnlich.

Protonengeschwindigkeit (Abbildungen 5.1 und 5.2): In allen Komponenten ist die Bugstoßwelle sichtbar. Man kann die Orte erkennen, in denen die Protonen Schwingungen ausführen (Abschnitt 4.4.3). Dort wo sehr geringe Protonendichte herrscht, sind in allen Komponenten abwechselnd rote und schwarze Flecken zu sehen, die diese Schwingung beschreiben.

Magnetfeld: Die Komponenten des Magnetfeldes sind am deutlichsten in der Pro-

jektion der Feldlinien in Abbildung 5.1 dargestellt. Anhand der x-Komponente kann man jedoch in Abbildung 5.2 auch sehr gut die Stromschicht und die „Umkehr“ des Magnetfeldes entlang einer vertikalen Linie sehen. Die z-Komponente zeigt deutlich die Anhäufung des Magnetfeldes vor dem Hindernis. Alle Komponenten spiegeln außerhalb des Schweifs hauptsächlich die Strukturen wider, die in der Protonendichte zu sehen sind.

Die **Geschwindigkeit der schweren Ionen** ist dort relevant, wo auch die Dichte der schweren Ionen dominiert. Die Beschleunigung der Ionen im Schweif ist in der x-Komponente deutlich zu sehen.

In dem hier betrachteten Beispiel weicht der Schweif in einer Richtung von der Strömungsrichtung, der x-Achse, ab, so daß bei der Darstellung der Ergebnisse besonders eine Schnittrichtung, nämlich entlang der gezeigten xz-Ebene, sinnvoll ist. Eine Möglichkeit, die Dichteverteilung im Schweif auch in der xy-Ebene sichtbar zu machen, ist, den Schweif zu projizieren. Dies ist in Abbildung 5.3 geschehen. Dabei wurde für jeden x-Wert der maximale Wert der Dichte der schweren Ionen ermittelt und der zugehörige z-Wert bestimmt. So erhält man die in der Abbildung ebenfalls dargestellte Abweichung des Schweifs in z-Richtung von der x-Achse. Diese Ansicht des Kometenschweifs zeigt eindrucksvoll die Komplexität der Dynamik der Knoten, wie sie im folgenden näher betrachtet wird.

5.2 Bildung der Knoten

5.2.1 Dichteschwankung im Zentrum

Auf Abbildung 5.4 ist der zeitliche Verlauf einiger Parameter in einem Abstand von 3000 km vom Kometenkern stromabwärts dargestellt. Man kann eine periodische Schwankung aller Parameter erkennen. Eine deutliche Korrelation ist zu sehen. Die Periode liegt hier bei etwa $T_k \approx 20 \Omega_h^{-1} \approx 200$ s. Diese Periode tritt bei allen Simulationsläufen mit der gleichen Quellstärke auf, es gibt keinen Zusammenhang mit der Richtung des einströmenden Magnetfeldes.

Die Plasmageschwindigkeit ist durch Gleichung (3.38) gegeben. In derartiger Nähe zum Kometenkern sind die schweren Ionen deutlich die bestimmende Komponente, und der Beitrag der Protonen kann vernachlässigt werden (vgl. auch Abbildung 4.7). Außerdem sind die y- und z-Komponenten der Geschwindigkeit der schweren Ionen sehr klein, so daß hier

$$\vec{v}_{\text{plasma}} \approx \langle \vec{v}_h \rangle \approx \vec{v}_{hx} \quad (5.1)$$

eine gute Näherung ist. Auf der Abbildung wurde deshalb stellvertretend für die Plasmageschwindigkeit \vec{v}_{hx} aufgetragen. Die Protonen führen im betrachteten Gebiet Schwingungen um das Magnetfeld aus (siehe Kapitel 4.4.3).

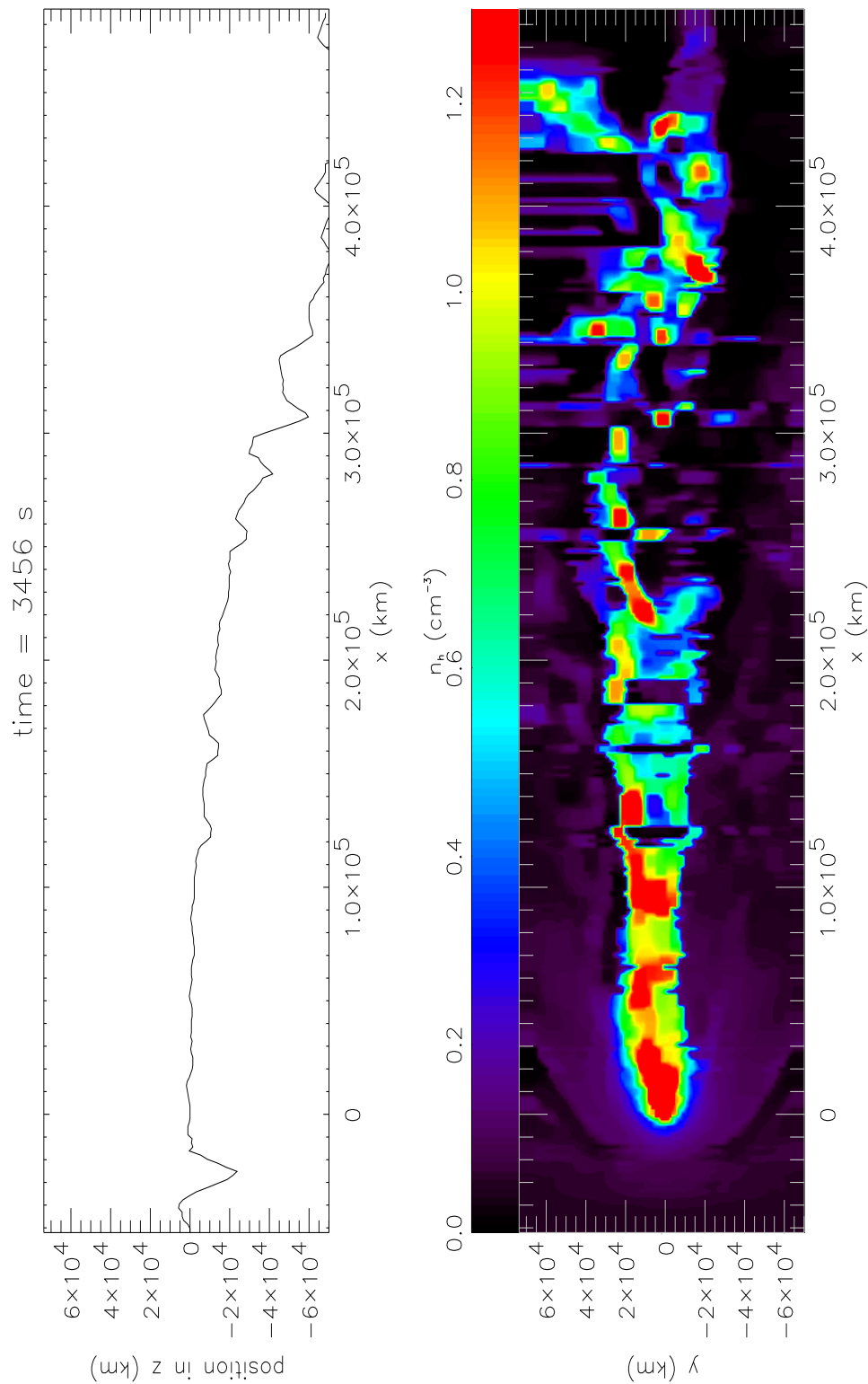


Abbildung 5.3: Simulationsraum auf die xy -Ebene projiziert. Es ist jeweils die Stelle projiziert, wo die Dichte im Schweif maximal ist (= Schweifposition). Es ergibt sich ein sehr komplexes Bild mit zahlreichen Knotenstrukturen.

Man kann auf der Abbildung erkennen, daß ein Maximum der magnetischen Feldstärke zeitlich etwas nach dem Maximum der Dichte der schweren Ionen kommt. Das erhöhte Magnetfeld „schiebt“ gewissermaßen die Anhäufung der Dichte in Richtung Schweif.

5.2.2 Kräfte im Schweif

Wo kommt die Dichteschwankung her? Zur Lösung dieser Frage soll die Konfiguration der Kräfte, die das Simulationsmodell beinhaltet, für die Umgebung des Kometenkerns näher betrachtet werden. Die einzelnen Kräfte sind hier durch die in Gleichung (3.25) auftretenden Terme beschrieben. Wie in Abschnitt 3.1.3 werden die Kraftterme der normierten Gleichungen folgendermaßen bezeichnet (hier $\alpha = h$, die Indizes h werden dabei weggelassen):

$$\begin{aligned}
 \vec{F}_B &= -\frac{n_h}{2n_e\mu_h} \nabla B^2 \\
 \vec{F}_{B\nabla B} &= \frac{n_h}{n_e\mu_h} (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} \\
 \vec{F}_v &= \frac{n_h}{n_e\mu_h} n_p (\vec{v}_h - \vec{v}_p) \times \vec{B} \\
 \vec{F}_e &= -\frac{n_h}{2n_e\mu_h} \nabla (\beta P_e)
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

\vec{F}_v hat demnach für Protonen und schwere Ionen umgekehrtes Vorzeichen und ist für beide Ionensorten bis auf das Massenverhältnis im räumlichen Verlauf gleich. Alle anderen Terme wirken sich aufgrund der unterschiedlichen Dichte von Protonen und schweren Ionen entsprechend anders aus. \vec{F}_B ist die (normierte) Kraft des magnetischen Druckes und der magnetische Zug ist mit $\vec{F}_{B\nabla B}$ bezeichnet (vgl. Abschnitt 3.1.3). Die Größen der x-Komponente der vier Kraftterme (für $\alpha = h$) sind in Abbildung 5.5 mittels eines xz-Schnittes durch den Kometenkern dargestellt.

Die Kraft aus dem magnetischen Druck spiegelt deutlich die Anhäufung des Magnetfeldes vor dem Kometenkern wider: Wenn man sich im unteren Bild der Abbildung 5.5 von links nach rechts auf einer Geraden bei $z = 0$ km bewegt, durchquert man zunächst die Bugstoßwelle, was einen steilen Anstieg im Magnetfeld bedeutet (siehe auch Abbildung 5.1). In dieser Entfernung vom Kometenkern ist die Dichte der schweren Ionen gering, so daß dies hier keinen sichtbaren Beitrag zu \vec{F}_B liefert. Es folgt ein leichter Anstieg des Magnetfeldes und gleichzeitig der Dichte der schweren Ionen, so daß es zu einer Kraft in Richtung Sonne (im folgenden als negative Kraft bezeichnet) kommt, was andeutungsweise in der Abbildung zu erkennen ist. Es folgt das Maximum in der Magnetfeldstärke auf dessen rechter Seite der magnetische Druck in

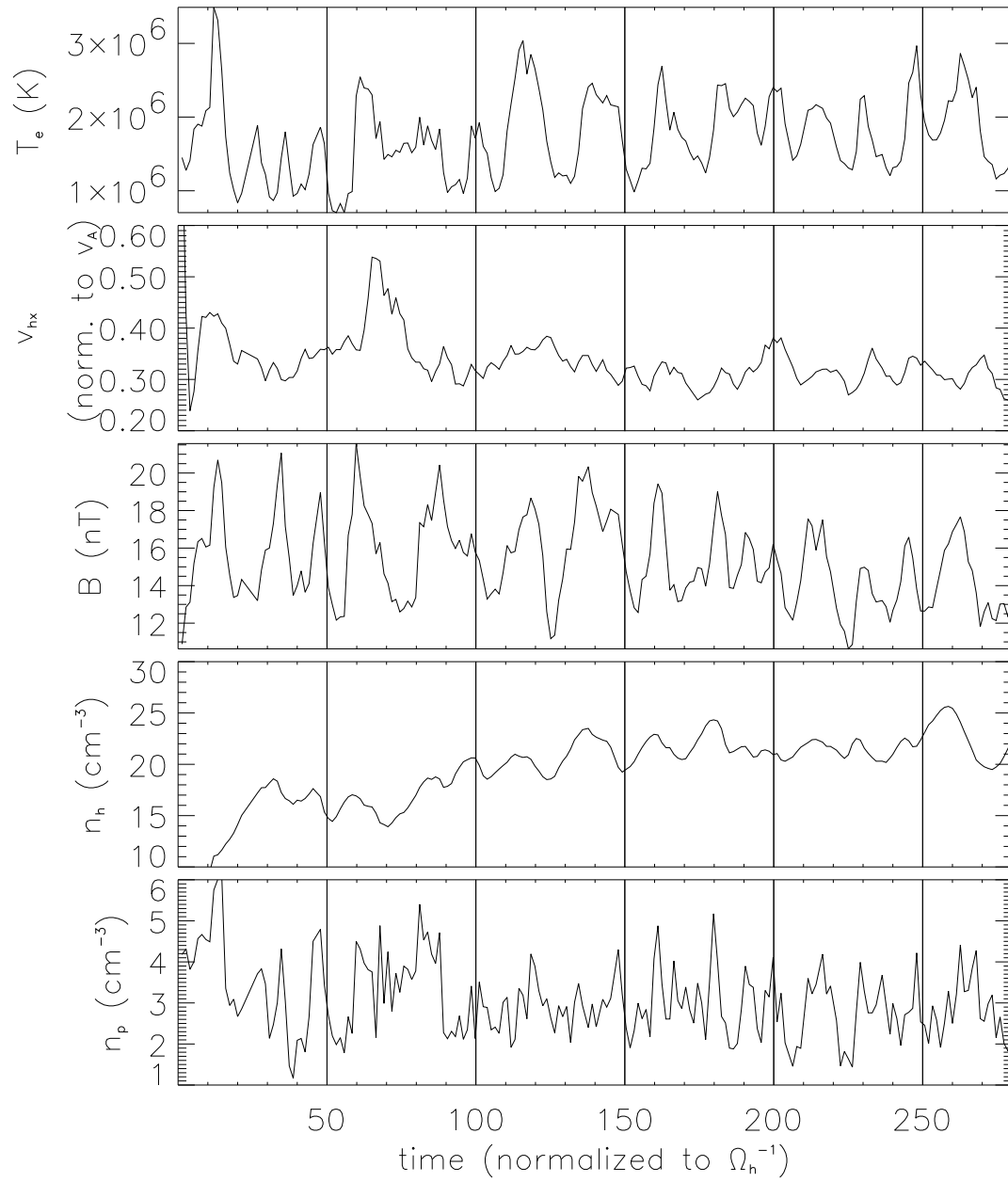


Abbildung 5.4: Zeitlicher Verlauf einiger Simulationsvariablen in einem Punkt 3000 km vom Kometenkern stromabwärts. \vec{v}_{hx} stellt hier die Plasmageschwindigkeit dar (siehe Text).

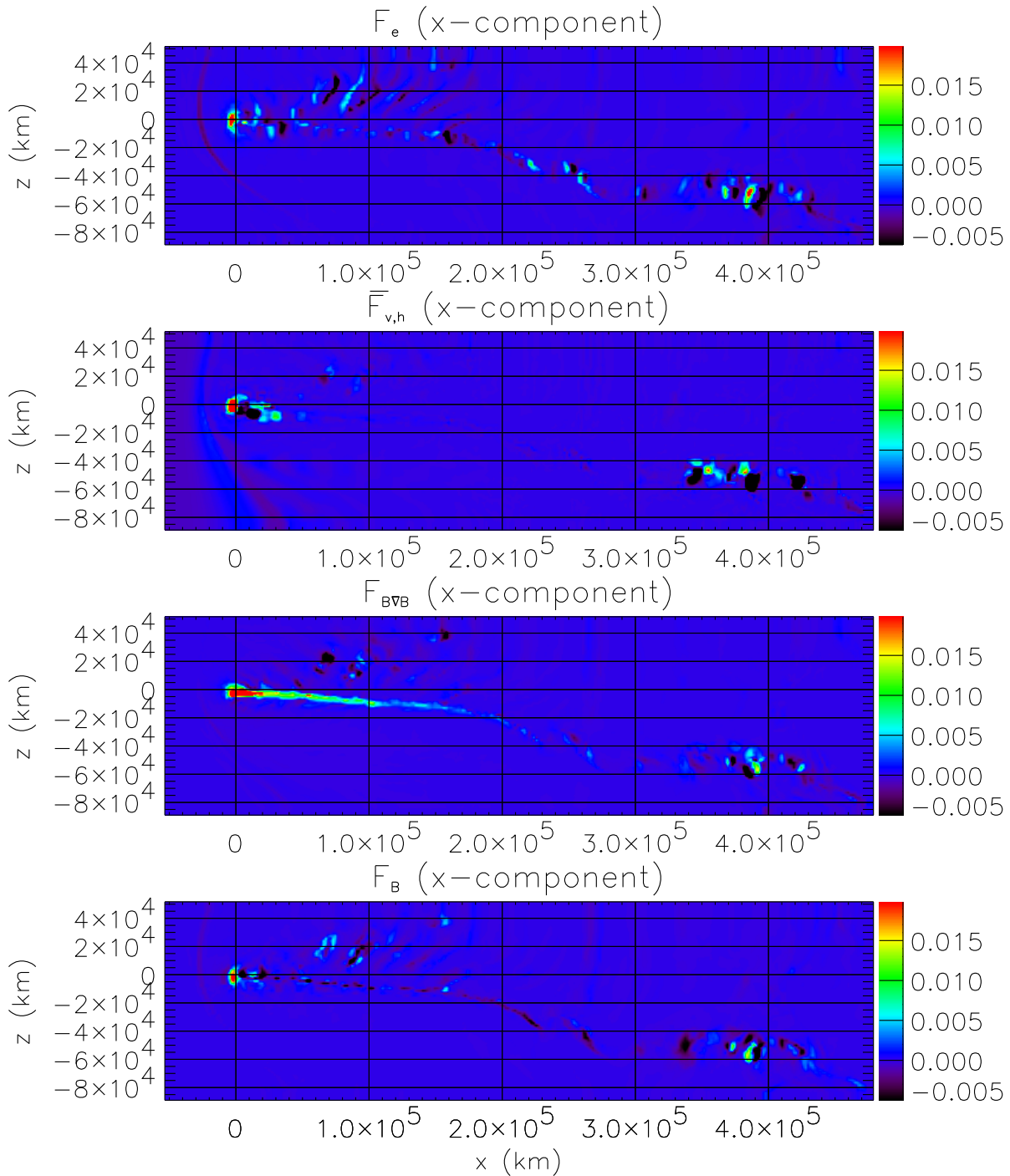


Abbildung 5.5: Vier Kraftterme der Simulation (5.2) in normierten Einheiten für $\alpha = h$. Dargestellt ist jeweils die x-Komponente des jeweiligen Terms.

positiver Richtung wirkt. Hinter dem Hindernis dringt das Magnetfeld seitlich wieder in die in der Abbildung dargestellte zentrale Ebene ein. Daraus folgt, daß es im Schweif, dicht hinter dem Kometenkern, wieder eine Kraft gibt, die der Beschleunigung durch den magnetischen Zug (wie im nächsten Absatz erläutert wird) entgegenwirkt. Im weiteren Verlauf des Schweifs kann man in regelmäßigen Abständen immer wieder Regionen erkennen, wo der magnetische Druck Kräfte entgegen den magnetischen Zug ausübt. Der zeitliche Verlauf der Kraft \vec{F}_B zeigt: Vor dem Kometenkern (stromaufwärts) ist \vec{F}_B zeitlich nahezu konstant, hinter ihm (stromabwärts) unterliegt sie periodischen Veränderungen, die für die Bildung der Knoten verantwortlich sind. Dies wird im Abschnitt 5.2.3 und in Abbildung 5.6 noch näher erläutert.

Die x-Komponente des Terms $(\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}$ lautet: $B_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + B_y \frac{\partial B_x}{\partial y} + B_z \frac{\partial B_x}{\partial z}$ (siehe Abschnitt 3.1.3), wobei man $B_y \frac{\partial B_x}{\partial y}$ und $B_x \frac{\partial B_x}{\partial x}$ innerhalb des gezeigten Schnitts vernachlässigen kann. Der letzte Term $B_z \frac{\partial B_x}{\partial z}$ liefert den Hauptbeitrag zum magnetischen Zug (in x-Richtung) und ist sehr schön auf Abbildung 5.5 zu sehen. Diese Kraft unterliegt keiner so gravierenden zeitlichen Änderung wie \vec{F}_B (siehe oben). Lediglich durch die sich periodisch verändernde Magnetfeldstärke kommt es hier zu kleinen zeitlichen Schwankungen im Betrag aber keinesfalls zur Änderung der Wirkungsrichtung.

Der Term \vec{F}_v ist von der Relativgeschwindigkeit beider Ionensorten abhängig und hauptsächlich in unmittelbarer Nähe des Kometenkerns sowie auch im Schweif relevant. Seine x-Komponente lautet (ohne den Vorfaktor): $(v_{hy} - v_{py}) B_z - (v_{hz} - v_{pz}) B_y$, wobei der zweite Term für die Umgebung um den Kometenkern vernachlässigbar ist. In diesem Term spiegelt sich im zeitlichen Verlauf die Schwingung mit der Gyrationfrequenz (Abschnitt 4.4.3) wider. Die Frequenz der Schwingung ist um etwa einen Faktor 300 höher als die, mit der die Knotenbildung geschieht. Um zu erkennen, ob dieser Term dennoch für die Bildung der Knoten relevant ist, wurde in der Abbildung \vec{F}_v gemittelt über eine Gyrationperiode der Protonen dargestellt. Diese Kraft ist für die Bildung der Protonopause wesentlich (vgl. Abschnitt 4.4.2). Im Schweif und am Ort der Knotenentstehung ist sie sehr klein und hat keinen Einfluß auf die Dynamik der Knoten.

Die Kraft \vec{F}_e resultiert aus der Verteilung des Elektronendruckes. Sie ist vom Betrag her um den Kern und im Schweif etwa um einen Faktor 2 kleiner als die Kraft aus dem magnetischen Druck, was man in der Abbildung schlecht sieht, da dort nur ein Ausschnitt des Wertebereichs dargestellt ist (d. h. die Werte oben und unten an der Farbskala entsprechen jeweils oberen oder unteren Grenzen). Es gibt Regionen, in denen \vec{F}_e in die gleiche Richtung zeigt wie F_B (z. B. der Bereich um den Kometenkern), und solche, in denen das Gegenteil der Fall ist (die Strukturen außerhalb von $4 \cdot 10^5$ km). Die zeitliche Entwicklung dieser Kraft ist nicht mit der Knotenbildung korreliert, wie das bei F_B der Fall ist. Das liegt daran, daß in diese Kraft die Verteilung des *Gesamt*plasmas eingeht, also $n_e = n_p + n_h$ und \vec{v}_e . Für die Bildung der Knoten kann \vec{F}_e gegenüber dem magnetischen Druck vernachlässigt werden.

Es bleiben also magnetischer Druck und Zug als dominierende und relevante Kräfte für die direkte Ursache der Knotenbildung übrig. Im folgenden Abschnitt wird anhand des zeitlichen Verlaufes der Simulationsvariablen gezeigt, wie die Knoten entstehen.

5.2.3 Zeitlicher Verlauf in der Nähe des Kometenkerns

Magnetischer Zug und Druck sind die relevanten Kräfte. Das Magnetfeld ist demnach hier eine entscheidende Größe. Abbildung 5.6 zeigt vier aufeinanderfolgende, etwa äquidistante Zeitpunkte der Magnetfeldstärke, jeweils in einem xy-Schnitt und entlang einer Linie durch den Kometenkern in x-Richtung (gestrichelt eingezeichnet). Zum Vergleich ist auch die Dichte der schweren Ionen und deren Geschwindigkeit in x-Richtung (gepunktet) entlang der Schnittlinie dargestellt. Die Zeitspanne, die von den vier gezeigten Zeitpunkten abgedeckt wird, ist etwa die Periode der Knotenbildung $T_k \approx 20 \Omega_h^{-1} \approx 200$ s. Zunächst befindet sich das System in einem Zustand, wie er im vorigen Abschnitt geschildert wurde, d. h. schwere Ionen werden in Kernnähe durch magnetischen Zug *und* Druck in den Schweif beschleunigt und gelangen dann in eine Region, in der der magnetische Druck dem Zug entgegenwirkt.

Im letzteren Bereich halten sich die Ionen länger auf als in Regionen, wo magnetischer Druck und Zug in die gleiche Richtung wirken, und es kommt zu dem Dichteverlauf der schweren Ionen, der ebenfalls in der Abbildung gezeigt ist. Die vertikale Linie im Profil der schweren Ionen und der Magnetfeldstärke zum Zeitpunkt I stellt die ungefähre Lage der „Barriere“ durch den magnetischen Druck dar und ist bei allen Zeitpunkten zur besseren Orientierung an der gleichen Stelle gezeichnet. Links der Barriere zeigt sich eine erhöhte Dichte. Die Erhöhung der Dichte bedeutet aber auch eine Verstärkung des Magnetfeldes: Magnetische Flußröhren, die durch den Kometenkern und in dessen unmittelbarer Nähe vorbei gelaufen sind, häufen sich dort, wo seitlich Flußröhren auf die zentrale Achse einströmen. Verfolgt man die zeitliche Entwicklung, so stellt man fest, daß diese Anhäufung von Flußröhren so lange fortschreitet, bis die Barriere aufgehoben ist (Zeitpunkt III). Dann wird die gesamte gesammelte Masse in Richtung Schweif beschleunigt und auf der Rückseite von wiederum von außen einströmenden Flußröhren „abgeschnürt“ (Zeitpunkt IV). Von Zeitpunkt IV gelangt man wieder zu Zeitpunkt I und die Entwicklung beginnt von vorne.

Aus der zeitlichen Entwicklung des Profils der schweren Ionen ist wegen der großen absoluten Zahl der Dichte und der kleinen hier betrachteten Effekte nur ansatzweise die Bildung der Knoten zu erkennen. Deutlicher ist die Bewegung einiger Dichteschwankungen in weiterer Entfernung zu sehen, da sich dort die Knoten stärker vom „Untergrund“ abheben. Hier ist wichtig, daß zu jedem Zeitpunkt schwere Ionen durch die betrachtete Region fließen, es kommt *nicht* zur totalen Stagnation des Ionenflusses. Die Massenanhäufung kommt lediglich durch langsamer fließende Ionen

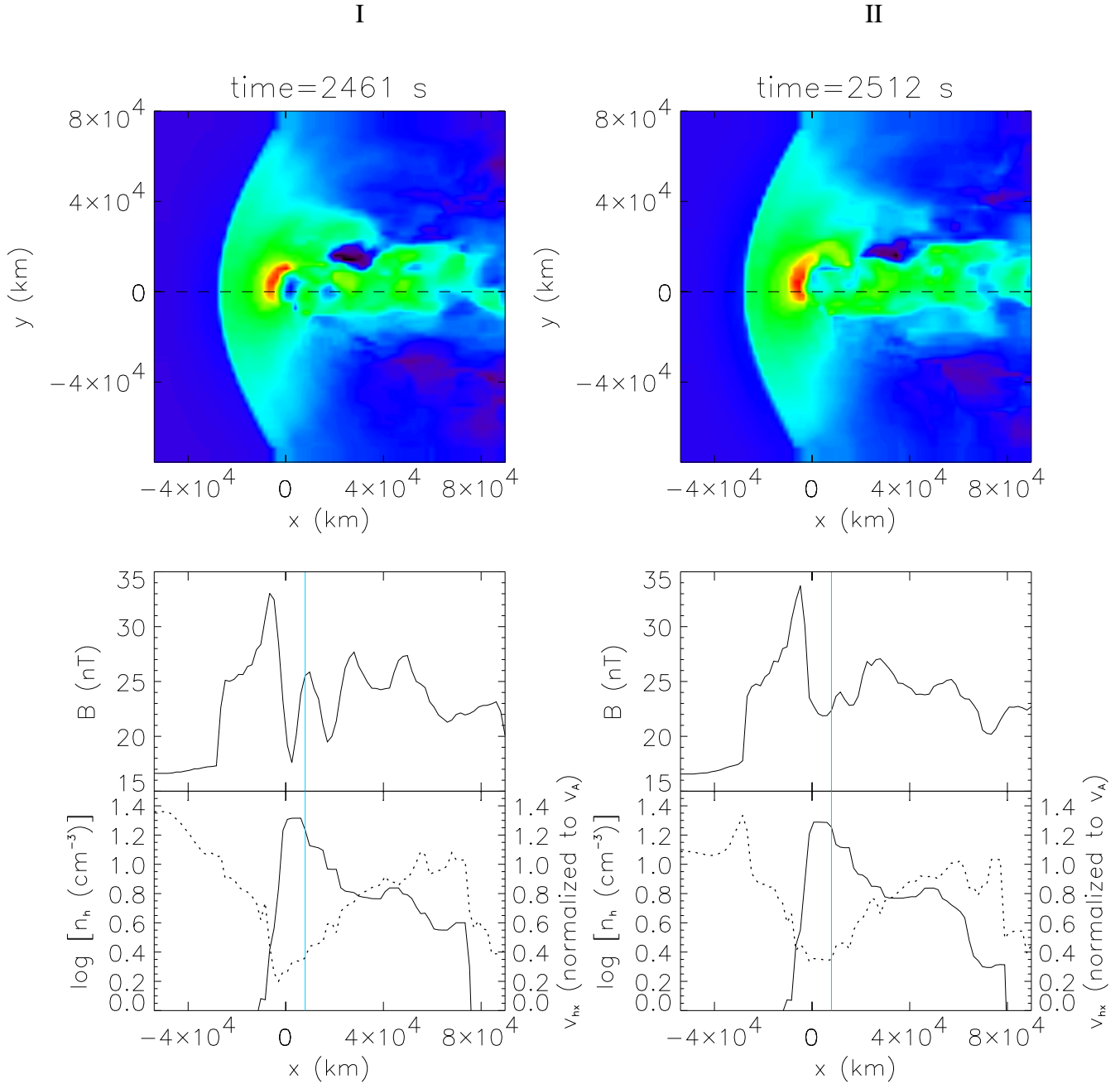


Abbildung 5.6: Magnetfeldstärke in einem xy-Schnitt durch den Kometenkern sowie 1D-Schnitte durch den Kometenkern entlang der x-Achse von Magnetfeldstärke und Dichte der schweren Ionen. Dargestellt sind vier Zeitpunkte, die etwa die Periode der Bildung eines Knotens abdecken. Das plötzliche Absinken der Dichte bei $\approx 7 \cdot 10^5$ km kommt daher, daß der Schweif aus der dargestellten xy-Ebene bzw. dem Schnitt entlang der x-Achse herausläuft; dies ist auch der Grund für das steile Maximum der Geschwindigkeit zu Zeitpunkt III. (Abbildung ist auf der nächsten Seite fortgesetzt.)

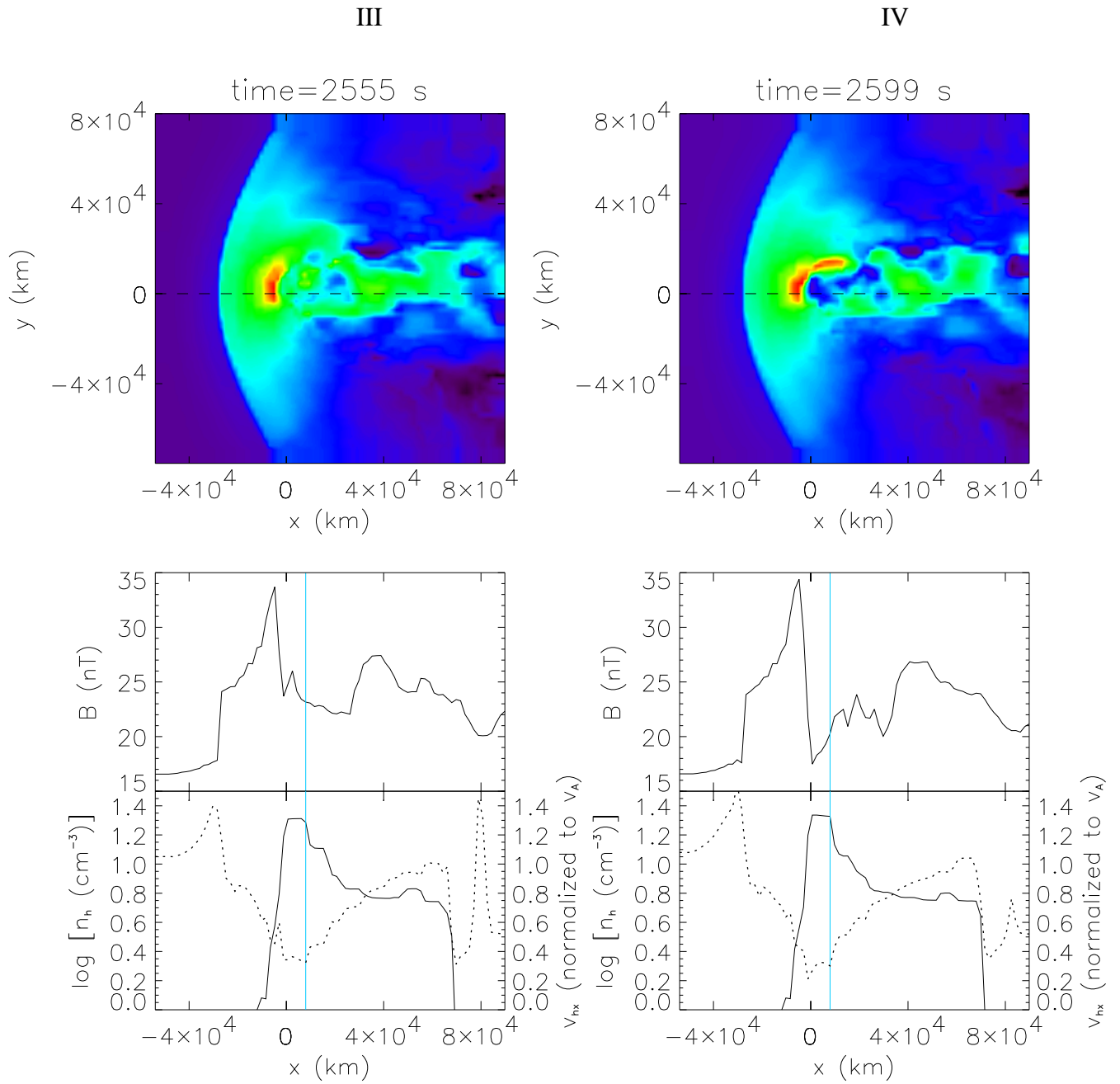


Abbildung 5.6: (Fortsetzung)

zustande. Auf diese Weise besteht schon von Anfang an ein Ionenfluß durch die Knoten, wie sehr schön am Verlauf der Geschwindigkeit der schweren Ionen zu sehen ist (Abbildung 5.6). Von Beginn an zeigen sich die Dichteanhäufungen auch im Geschwindigkeitsverlauf. In dem Moment, wo sich ein Knoten ablöst, also die Barriere durch den magnetischen Druck aufgehoben ist (Zeitpunkt III), ist auch die Geschwindigkeit am Kometenkern höher. Die Ionen in den Knoten, die im weiteren Verlauf des Schweifs zu sehen sind, haben niedrigere Geschwindigkeit: Deutlich stagniert die Beschleunigung gegen den Knotenrand, und es folgt darauf eine starke Beschleunigung. Der Geschwindigkeitsverlauf in und zwischen den Knoten wird im Abschnitt 5.11 noch genauer dargestellt.

Die Simulation zeigt, daß die Barriere, die sich hinter dem Kometenkern aufbaut, nicht stabil ist und so die Produktion von Knoten anregt. Genaue analytische Berechnungen über die Ursache der Knoten sind schwierig und beinhalten nichtlineare Effekte. Eine derartige Behandlung wäre wünschenswert, führte aber über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Um solche nichtlinearen Effekte, die teilweise von dreidimensionaler Natur und daher theoretisch besonders schwer zu erfassen sind, zu sehen, bedient man sich ja gerade der Simulationen.

5.2.4 Erhöhung der numerischen Auflösung

Obwohl die Wahl der Simulationsparameter im Zusammenhang mit der numerischen räumlichen und zeitlichen Auflösung im betrachteten Fall in einem vertretbaren Rahmen liegen, soll untersucht werden, ob numerische Effekte, die nichtphysikalischer Natur sind, hier vollkommen ausgeschlossen werden können.

Zu diesem Zweck wurden Simulationsläufe mit den gleichen Sonnenwind- und Kometenbedingungen, aber höherer räumlicher und zeitlicher Auflösung durchgeführt. Die höhere Auflösung bedeutet (bei gleicher RAM-Kapazität, siehe Abschnitte 3.3 und 4.1), daß man nur einen kleineren „realen Raum“ zur Verfügung hat. Die Vorgänge in der Nähe des Kometenkerns, d. h. die eigentlich wichtigen für die Bildung der Knoten lassen sich aber dennoch vergleichen. Man verliert nur den weiteren Verlauf des Kometenschweifs. Abbildung 5.7 zeigt den direkten Vergleich der oben betrachteten Simulation mit einem Fall, der viermal höhere zeitliche und räumliche Auflösung hat. Dargestellt ist die Stärke des Magnetfeldes in einem Ausschnitt um den Kometenkern. Der Abstand der Bugstoßwelle und ihre Form sind in beiden Fällen nahezu identisch. Außerdem sind die Werte der Magnetfeldstärke in allen Regionen praktisch gleich. In der unteren Abbildung mit höherer Auflösung zeigen sich zusätzlich Strukturierungen oberhalb des Schweifs, die in der oberen nicht wiedergegeben werden. Aus der unterschiedlichen Auflösung stammt auch die etwas anders geformte Region der Anhäufung des Magnetfeldes vor dem Kometenkern.

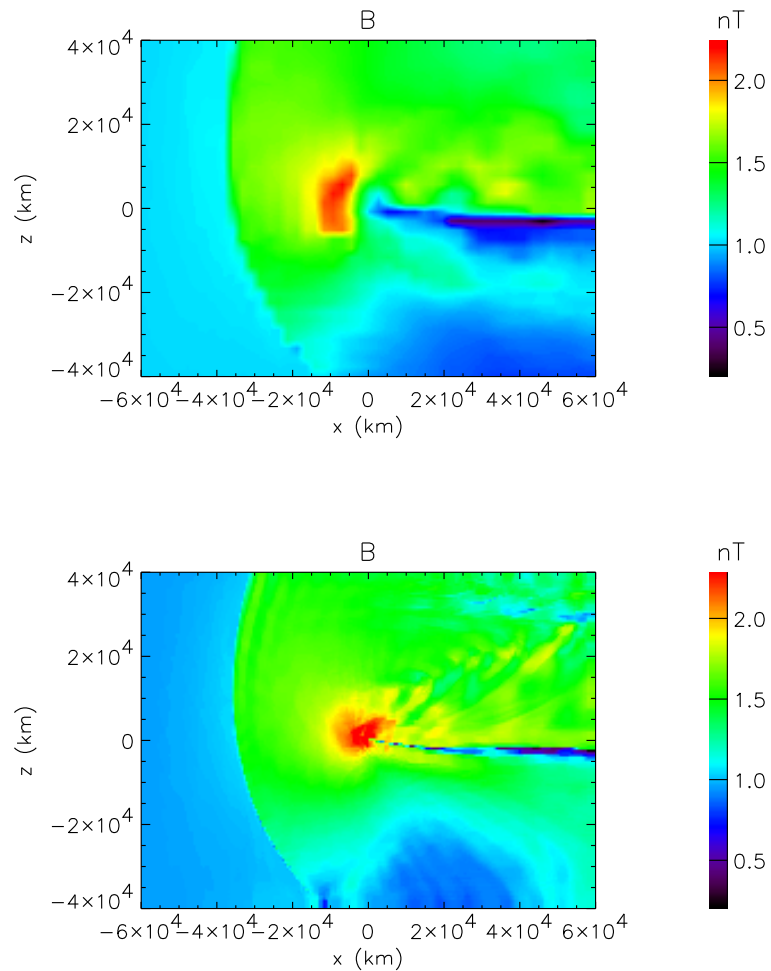


Abbildung 5.7: Vergleich eines Schnittes der Stärke des Magnetfeldes zweier Simulationen mit niedriger (oben) und hoher (unten) Auflösung. Die Beiden Simulationen zeigen Übereinstimmung in wesentlichen Charakteristika wie z. B. im Abstand und Verlauf der Bugstoßwelle. Auf dem unteren Bild (hohe Auflösung) treten zusätzlich feinere Strukturen hervor.

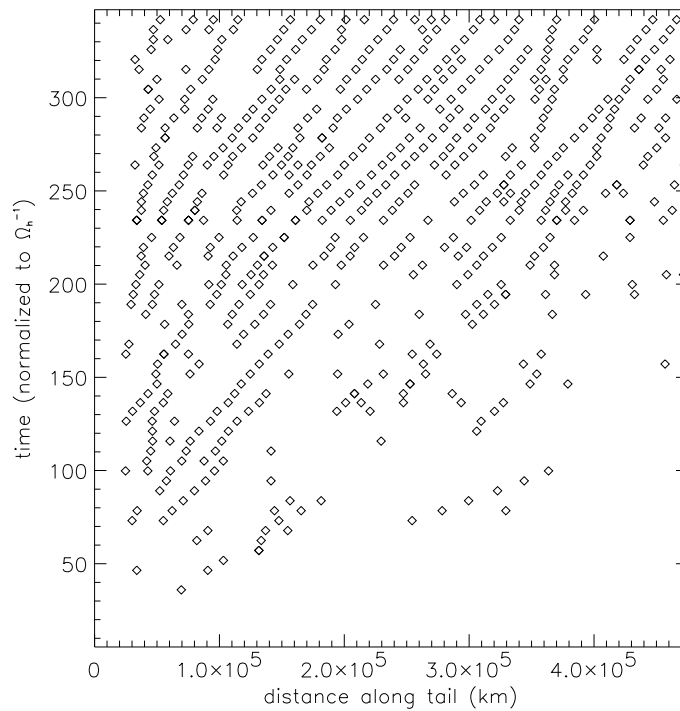


Abbildung 5.8: Knotenpositionen im Zeit-Abstands-Raum. Die gefundenen Positionen fügen sich deutlich zu Bahnen zusammen. Man erkennt eine kurze Beschleunigungsphase dicht am Kometenkern und anschließend die Bewegung mit konstanter Geschwindigkeit. Es kommt auch vor, daß Knoten verschmelzen oder sich ganz auflösen (siehe Text).

5.3 Bewegung der Knoten im Schweif

Die in der Nähe des Kometenkerns entstandenen Knoten werden stromabwärts beschleunigt und können in ihrer Entwicklung verfolgt werden. Auf Abbildung 5.8 ist die Bewegung der Knoten von ihrer Bildung an zu sehen. Es sind dort Zeit und Abstand vom Kometenkern aufgetragen. Ein Rauten-Symbol bedeutet, daß an dieser Stelle eine lokale Dichteanhäufung gefunden wurde. Die 3D-Simulationsdaten liegen, um Speicherplatz und Ausgabezeit zu reduzieren, nur etwa alle 80 Zeitschritte vor, so daß man bei verschiedenen Zeiten gleiche Knoten erkennen muß, um deren Dynamik zu bestimmen. Auf der Abbildung zeigen sich sehr deutlich Bahnen im Abstand-Zeit-Raum, auf denen sich offensichtlich die Knoten bewegen. Sie werden meistens gleich nach der Bildung in der Nähe des Kometenkerns beschleunigt und erreichen schon sehr bald eine konstante Geschwindigkeit.

Während der Beschleunigung und auch im späteren Bewegungsverlauf kommt

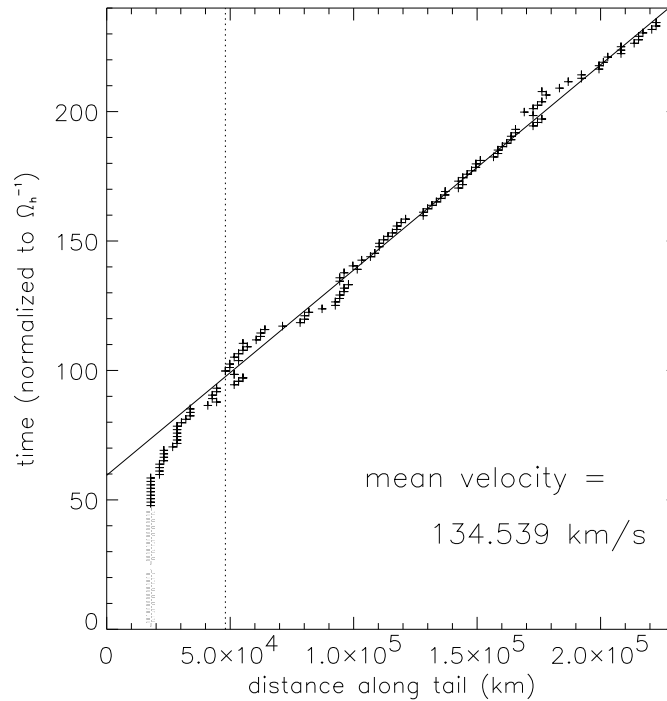


Abbildung 5.9: Bahn eines Knotens im Zeit-Abstands-Raum. Bei $48 \Omega_h^{-1}$ wurde im Abstand von $2 \cdot 10^4$ km ein Knoten detektiert. Der lineare Fit wurde aus den Punkten rechts von der gestrichelten Linie ermittelt.

es vor, daß Knoten miteinander verschmelzen oder sich ganz auflösen. Diese Unregelmäßigkeiten (man betrachte z. B. die Verschmelzung der Bahnen rechts oben in Abbildung 5.8) können zwei Ursachen haben. Zum einen sind dies Folgen des numerischen Verfahrens: Auf Grund numerischer Ungenauigkeiten kann es vorkommen, daß verschiedene Knoten mit leicht unterschiedlichen Parametern starten. Diese entwickeln sich unter Umständen ganz verschieden, und anfänglich kleine Fehler wachsen zu sehr großen an. Kleine Unterschiede in den Plasmamparametern der Knoten sind aber in der Realität auch zu erwarten, etwa durch Schwankung der Gasproduktion des Kometenkerns (z. B. auf Grund der Rotation des Kerns, siehe Abschnitt 1.2.1). Deshalb sind solche eventuell von der Numerik verursachten Unregelmäßigkeiten nicht ganz abwegig.

Ein anderer Grund für die Verschmelzung von Bahnen in Abbildung 5.8 ist das Verfahren, mit dem die Abbildung erstellt wurde. Es ist dort lediglich ein Knoten pro Abstand vom Kometenkern dargestellt. Abbildung 5.3 zeigt, daß es vor allem in größerer Entfernung vom Kometenkern mehrere Knoten bei gleichem Abstand gibt. Das Verschmelzen von Bahnen in größerer Entfernung ist meist kein Verschmelzen

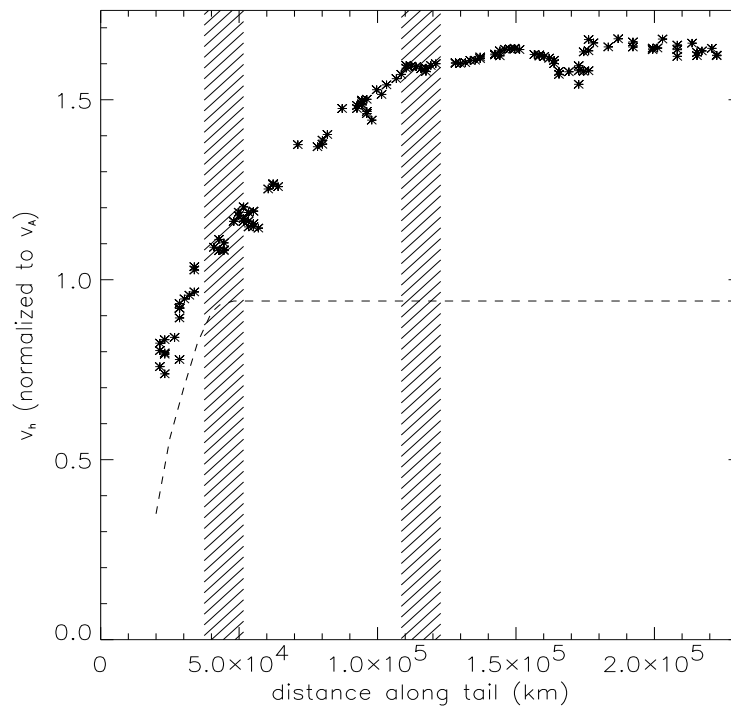


Abbildung 5.10: Vergleich der Geschwindigkeit der schweren Ionen in den Knoten mit der Knotengeschwindigkeit. Die Knoten durchlaufen in ihrer Entwicklung drei verschiedene Phasen: 1. Knoten und Ionen werden beschleunigt, 2. Knoten haben eine konstante Geschwindigkeit, während die Ionen weiter beschleunigt werden, 3. die Ionen erreichen auch eine konstante Geschwindigkeit. Die Unregelmäßigkeiten im Verlauf der Ionengeschwindigkeit sind auf das Auswertungsverfahren zurückzuführen (siehe Text). Die konstante gestrichelte Linie ist der Fit aus Abbildung 5.9.

von Knoten, sondern bedeutet, daß hier verschiedene Knoten mit unterschiedlicher Lage zur x-Achse verfolgt wurden; sobald die beiden Knoten den gleichen Abstand zum Kometenkern haben, wurde nur noch derjenige mit dem größeren Dichtemaximum weiterverfolgt. Nur eine vierdimensionale Abbildung (oder ein 3D-Film) könnte dies richtig darstellen.

Eine Unsicherheit ist die Ermittlung der genauen Position eines Knotens. Für die Abbildung wurde jeweils der Ort mit der maximalen Dichte als die Position des Knotens angesehen. Dies ist nicht immer korrekt, man müßte die gesamte Dichte des Knotens betrachten und daraus ein Zentrum ermitteln.

In Abbildung 5.9 wurde nur *ein* Knoten von seiner Bildung an verfolgt, um eine Bahn zu erhalten, die nicht durch zwei in etwa gleichem Abstand existierenden Knoten zustande kommt. Die Abbildung zeigt wieder einen Zeit-Abstands-Raum. Bei $48 \Omega_h^{-1}$

wurde ein Knoten in einem Abstand von etwa $2 \cdot 10^4$ km detektiert und weiterverfolgt. Das Detektieren von Knoten ist in einem einfachen Verfahren erst dann möglich, wenn es darin ein Dichtemaximum gibt. Dies ist hier in einer Entfernung von etwa 10^4 km der Fall. Man erkennt die Beschleunigungsphase und die anschließende konstante Bewegung. Für den linearen Fit wurden nur die Werte rechts von der gestrichelten vertikalen Linie verwendet und eine Geschwindigkeit von etwa 135 km s^{-1} ermittelt. Abweichungen von der Geraden sind einerseits auf die beschränkte Gitterauflösung (sehr schön zu sehen zwischen $1.1 \cdot 10^5$ und $1.7 \cdot 10^5$ km), andererseits auf Veränderungen des Profils des Knotens zurückzuführen (hier wurde wieder lediglich der Ort des Maximums des Knotenprofils als dessen Position verwendet). Berücksichtigt man diese numerischen und auswertungsbedingten Fehler bei der Ermittlung der Position des Knotens, ist die Knotengeschwindigkeit als genau konstant anzusehen. Dies ist der Grund, warum für Entfernungen rechts von der gestrichelten Linie in Abbildung 5.9 im folgenden (Abbildung 5.10) nur noch die gemittelte, konstante Bewegung des Knotens und nicht die vom Auswertungsverfahren abhängenden Positionen verwendet werden.

Ionen- und Knotengeschwindigkeit

Interessant ist ein Vergleich der Ionengeschwindigkeit *in* einem Knoten mit der zugehörigen Knotengeschwindigkeit (Abbildung 5.10). Die Sterne zeigen die Geschwindigkeit der schweren Ionen im Knoten, die gestrichelte Linie ist die aus Abbildung 5.9 gewonnene Bewegung des betrachteten Knotens. Die Unregelmäßigkeiten im Verlauf der Ionengeschwindigkeit sind wiederum auf das Auswertungsverfahren zurückzuführen. Das Hauptproblem bei dieser Auswertung ist: Wie wird die Geschwindigkeit im Knoten definiert? Es wurde entsprechend zu den vorausgehenden Abbildungen die Geschwindigkeit an der Stelle des Dichtemaximums verwendet, was auch ein guter Mittelwert über den Geschwindigkeitsverlauf im Knoten ist (hier nicht gezeigt). Die Ionen bewegen sich schneller, d. h. es existiert ein Ionenfluß stromabwärts durch die Knoten. Dieser Fluß besteht seit ihrer Bildung.

Man kann drei Regionen unterscheiden: In der ersten werden Knoten und Ionen beschleunigt, in der zweiten haben die Knoten bereits ihre Endgeschwindigkeit erreicht während die Ionen weiter beschleunigt werden, in der dritten Region haben beide konstante Geschwindigkeit, wobei die Ionen etwa doppelt so schnell sind wie die Knoten. In der ersten Region „überleben“ nicht alle Knoten, hier kommt es vor, daß sie sich auflösen, oder von nachfolgenden eingeholt werden. In der zweiten und hauptsächlich dritten Region wird das Dichteprofil der schweren Ionen immer steiler (siehe nächster Abschnitt). Die Knoten sind eine Dichtewelle, die in einem Koordinatensystem, das sich mit dem Plasma im Schweif bewegt, rückwärts, also stromaufwärts, läuft. Interessant ist, daß sich die Knoten – abgesehen von der kurzen Beschleunigungsphase – mit praktisch konstanter Geschwindigkeit fortbewegen, die von

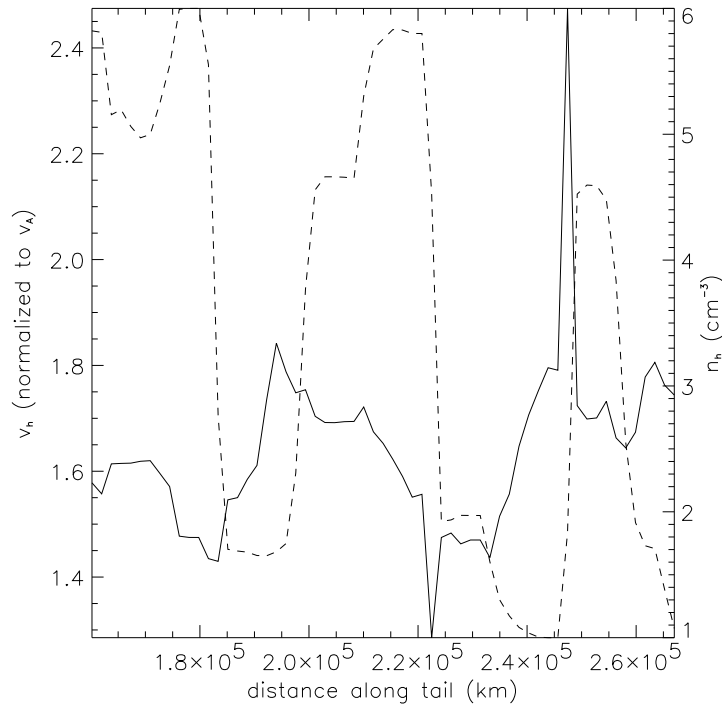


Abbildung 5.11: Hier ist in einem Schnitt entlang des Schweifs die Dichte der schweren Ionen (gestrichelt) und deren Geschwindigkeit (durchgezogen gegenübergestellt. Drei Knoten sind zu sehen. Der Verlauf der Geschwindigkeit führt zur Aufsteilung der Knoten.

der Ionengeschwindigkeit unabhängig ist.

Haerendel [1987] betrachtete die Ioneninjektion in den Schweif bei künstlichen Kometen. Unter Berücksichtigung von magnetischem Zug und Druck lautet dort eine Abschätzung für die Endgeschwindigkeit der Ionen im Schweif:

$$v_{iT} \approx \frac{2}{\sqrt{m_i}} v_{sw} \quad (5.3)$$

Dabei ist m_i die Masse der betrachteten Ionensorte in amu und v_{sw} die ungestörte Sonnenwindgeschwindigkeit. Die Abschätzung bezieht sich auf einen Bereich im Schweif, wo keine magnetischen Spannungen mehr vorhanden sind. Die Annahmen, die zu (5.3) führen, sind nicht ohne weiteres auf unsere Simulationen übertragbar, da es sich um andere Größenordnungen und auch nicht um eine konstante Quelle handelt (siehe Abschnitt 1.2.2). Dennoch beschreibt Abschätzung (5.3) auch die Ergebnisse unserer Simulation hinreichend genau. In unserem Fall ist die Ionenendgeschwindigkeit im Schweif bereits dort erreicht, wo noch magnetische Spannungen vorhan-

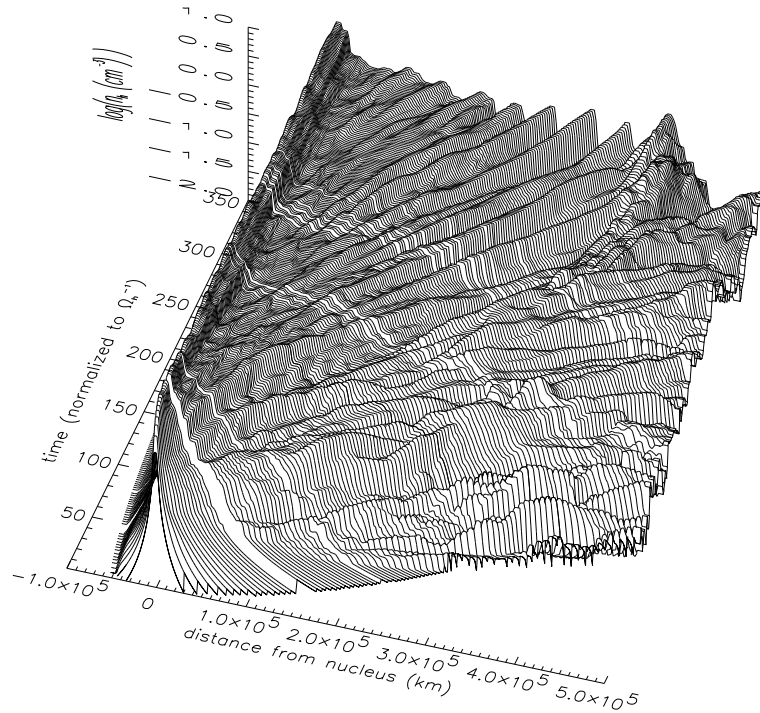


Abbildung 5.12: Dichteprofil der schweren Ionen entlang des Schweifs in seiner zeitlichen Entwicklung. Der Teil vorne rechts der dargestellten Fläche stellt einen Übergangsbereich dar, in dem die produzierten Ionen noch nicht im Gleichgewicht mit dem einströmenden Sonnenwind sind.

den sind; man würde daher in unseren Simulationen einen etwas kleineren Wert als Abschätzung (5.3) erwarten. Für $m_i = 15$ folgt

$$v_{iT} \approx 0.5 v_{sw}$$

was wie erwartet etwas höher liegt, als die Ergebnisse unserer Simulation ($M_A = 4$) zeigen (wie in Abbildung 5.10 zu sehen ist, liegt v_{iT} hier bei etwa $0.4 v_{sw}$).

Aufteilung des Dichteprofiles

Das Verhalten der Ionengeschwindigkeit durch einen Knoten in der dritten Region aus Abbildung 5.10 ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Die Ionen werden beim Austritt aus einem Knoten (damit ist die Seite stromabwärts gemeint) beschleunigt, erreichen beim Eintritt in den vorauslaufenden Knoten ihre Maximalgeschwindigkeit und werden darin wieder stark abgebremst. Dieser Verlauf der Geschwindigkeit der schweren

Ionen – verursacht hauptsächlich durch die Kräfte aus dem magnetischen Druck und Zug – führt zur Aufsteilung der Knoten.

Die Entwicklung der Knoten – von der Bildung bis zur Aufsteilung – ist auf Abbildung 5.12 gut nachzuvollziehen. Hier ist das Profil der Dichte der schweren Ionen (Dichte als Funktion des Abstandes vom Kometenkern) in seiner zeitlichen Entwicklung zu sehen. Deutlich erkennt man die periodische Schwankung in der Umgebung des Kerns und die Ablösung einzelner Knoten. Die Region unmittelbar nach dem Kometenkern, in der die Ionen *und* Knoten beschleunigt werden, zeigt noch nicht so eindeutig entwickelte Knoten, was hier in Form von kleinen Wellen zu sehen ist. Aus dieser „unentschiedenen“ Phase bilden sich im weiteren Verlauf deutlich einzelne Knoten heraus, und auch die Aufsteilung dieser ist auf der Abbildung zu sehen.

5.4 Ein eindimensionales Modell

Die Analyse der Simulationsergebnisse in bezug auf die Knotenbildung und Dynamik dieser im Schweif hat folgende Ergebnisse:

- Magnetischer Druck und Zug sind die Kräfte mit dem größten Beitrag. Diese kommen in erster Linie als Ursache für die Knotenbildung in Frage.
- Die Knoten bewegen sich in den Schweif und erreichen bereits eine Endgeschwindigkeit, während die Ionen noch beschleunigt werden.
- Bei der Bewegung im Schweif steilt sich das Dichteprofil der Knoten auf.

Es ist interessant, ob sich knotenähnliche Strukturen auch in einem sehr einfachen Modell entwickeln können, das auf den Ergebnissen der 3D-Simulation beruht und nur die wichtigsten Terme berücksichtigt. Das im folgenden vorgestellte Modell beschreibt die Entstehung einer „clumping instability“, wie sie von Haerendel in [Szegő et al., 1999] vorgeschlagen wurde.

Modellgleichungen

Wir betrachten ein eindimensionales System einer Ionensorte, in dem nur magnetischer Druck und Zug vorhanden sind. Die Bewegungsgleichung für eine Flußröhre der effektiven Länge l , Dichte ρ und Geschwindigkeit v lautet dann [Haerendel, 1987b]:

$$l\rho\frac{dv}{dt} = -l\frac{\partial P_B}{\partial x} + \frac{B^2}{4\pi} \quad (5.4)$$

$P_B = \frac{B^2}{8\pi}$ ist der magnetischen Druck (vgl. Abschnitt 3.1.3). Weiter können wir für eingefrorene Feldlinien annehmen:

$$\frac{d \ln \rho}{dt} = \frac{d \ln B}{dt}$$

$$\Rightarrow \frac{\rho}{B} = \frac{\rho_0}{B_0} \quad (5.5)$$

Dabei sind ρ_0 und B_0 beliebige Anfangsgrößen zum Zeitpunkt 0. Das Faradaysche Gesetz lautet für das betrachtete System:

$$\frac{dB}{dt} = -B \frac{\partial v}{\partial x} \quad (5.6)$$

Mit Gleichung (5.5) kann man ρ in (5.4) ersetzen und man erhält:

$$l \frac{B\rho_0}{B_0} \frac{dv}{dt} = -l \frac{\partial P_B}{\partial x} + \frac{B^2}{4\pi} \quad (5.7)$$

Gleichungen (5.6) und (5.7) bilden ein geschlossenes System von Differentialgleichungen und stellen den Ausgangspunkt für unser eindimensionales Modell dar.

Nach Vereinfachung und Normierung auf $v_{A,0}$, B_0 und $L_{\text{skin},0}$ (vgl. Abschnitt 3.1.2, Tabelle 3.2*) folgen mit den Bezeichnungen

$$\begin{aligned} b &= \frac{B}{B_0} \\ w &= \frac{v}{v_{A,0}} \\ v_{A,0} &= \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}} \\ \xi &= \frac{x}{L_{\text{skin},0}} \\ \tau &= t \frac{v_{A,0}}{L_{\text{skin},0}} \\ \tilde{l} &= \frac{l}{L_{\text{skin},0}} \end{aligned}$$

die beiden Endgleichungen:

$$\frac{dw}{d\tau} = -\frac{\partial b}{\partial \xi} + \frac{b}{\tilde{l}} \quad (5.8)$$

$$\frac{db}{d\tau} = -b \frac{\partial w}{\partial \xi} \quad (5.9)$$

*Wir normieren hier nicht auf räumlich von einer Störung unendlich weit entfernte Größen, sondern auf Größen zum Zeitpunkt 0, da sich die Größen dieses Systems im allgemeinen auch im Unendlichen ändern. Daher steht hier formell nicht wie bisher der Index ∞ , sondern der Index 0.

Diese beschreiben in einer Dimension das Zusammenspiel zwischen magnetischem Druck und Zug.

Das Verhalten dieses einfachen Systems kann – inklusive nichtlinearer Effekte, gegeben durch den Term $-b \frac{\partial w}{\partial \xi}$ in Gleichung (5.9) – in einer Simulation betrachtet werden. Die beiden Gleichungen wurden, ebenfalls mit der FCT-Methode, in FORTRAN programmiert. Der Rechenaufwand für diese beiden Gleichungen ist nicht sehr groß; die räumliche und zeitliche numerische Auflösung kann praktisch beliebig hoch gewählt werden, so daß die Numerik hier sehr zuverlässig eingesetzt werden kann. Das Verhalten von b und w kann auch sehr leicht durch die Betrachtung der einzelnen Terme anschaulich nachvollzogen werden.

Der einzige Parameter \tilde{l} ist ein Maß für die Stärke des Terms nullter Ordnung $\frac{b}{\tilde{l}}$ im Vergleich mit den anderen. Durch Variation dieses Parameters kann sein Einfluß auf das Verhalten des Gleichungssystems überprüft werden. Bei realistischen Anfangskonfigurationen ergeben sich für unsere Zwecke für \tilde{l} Einschränkungen, die weiter unten gegeben werden.

Anfangskonfigurationen

Der Term $\frac{b}{\tilde{l}}$ läßt die Geschwindigkeit kontinuierlich ansteigen. Wir wollen davon ausgehen, daß eine – prinzipiell beliebige – Konfiguration vorgegeben ist, deren Entwicklung dann verfolgt werden kann. Wir wählen als Anfangskonfigurationen für b und w solche, die etwa der Konfiguration beim Kometen entsprechen. Dabei interessiert uns hier die sonnenabgewandte Seite, speziell die Entwicklung einer Konfiguration, wie sie z. B. die Zwei-Ionen-MHD-Simulation ergeben hat. Eine Anfangskonfiguration, die wir untersucht haben, ist in Abbildung 5.13 dargestellt: Die Anhäufung vor dem Kometenkern ist hier durch die Gaußform des Verlaufs des Magnetfeldes wiedergegeben, dessen (halbe) Breite mit r_B bezeichnet wird. Hinzugefügt wurde eine Störung, die etwa der Anhäufung der schweren Ionen vor einer Barriere auf der sonnenabgewandten Seite entspricht (siehe Abschnitt 5.2.3).

Für die Geschwindigkeit gilt etwa: Dort, wo viel Masse ist, also das Magnetfeld komprimiert ist, ist die Geschwindigkeit niedrig, und man erhält einen Verlauf, der ebenfalls in der Abbildung dargestellt ist. Ob wir hier die Störung im Magnetfeld entsprechend in der Geschwindigkeit erwiedern, erwies sich unwichtig. Mit den absoluten Zahlenwerten und auch der Form der Ausgangskurven kann man beliebig spielen; für unsere Betrachtung gilt, daß b und w etwa in der selben Größenordnung liegen. Wir haben verschiedene Anfangskonfigurationen getestet, und es zeigt sich, daß unterschiedliche Wahl von w am Anfang – etwa ein über ξ konstanter Verlauf – die Entwicklung der Störung in b nicht wesentlich beeinflusst.

Der Parameter \tilde{l} beschreibt die effektive Länge der Flußröhre. Betrachtet man eine um den Kometenkern gelegte Flußröhre, so gilt in Anlehnung an Haerendel

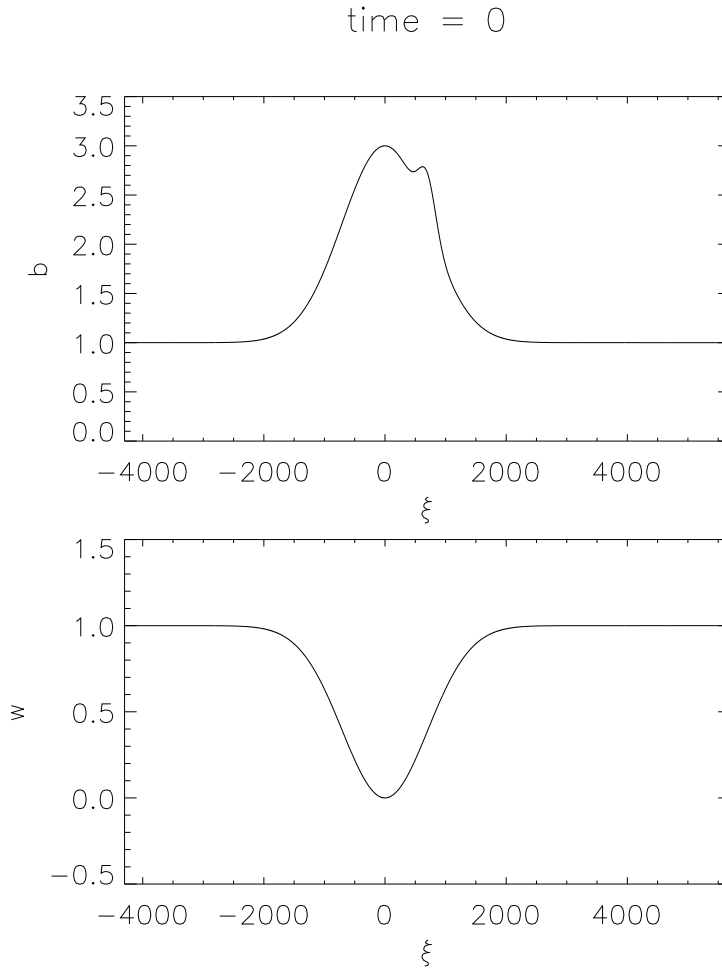


Abbildung 5.13: Anfangskonfigurationen für das eindimensionale Modell.

[1986,1987a]:

$$\tilde{l} = \frac{l}{L_{\text{skin},0}} \approx 3 \frac{r_B}{L_{\text{skin},0}} \quad (5.10)$$

oder $\tilde{l} = f \frac{r_B}{L_{\text{skin},0}}$

Dabei haben wir einen Faktor f eingefügt, um uns nicht auf einen Zahlenwert festlegen zu müssen. Die Variation von f von 2 bis 10 führt zu keinen *grundsätzlichen* Unterschieden, wie im folgenden gezeigt wird.

Entwicklung einer Störung

Abbildung 5.14 zeigt die Entwicklung der Anfangssituation aus Abbildung 5.13 für $f = 2$ und $f = 10$. Die Störung spaltet sich in zwei Teile, einer läuft nach links, der andere nach rechts. Der Teil, der nach rechts läuft, steilt sich auf und bewegt sich dann mit konstanter Geschwindigkeit fort. Die Geschwindigkeit ist dabei etwa $2.5 v_{A,0}$, unabhängig von der Wahl des Verlaufs der Anfangsgeschwindigkeit w und der genauen Form der Störung. Man erkennt auch die Verformung des gaußförmigen, ungestörten Anteils des Magnetfeldes (Aufsteilung nach links).

Anhand von diesen beiden Beispielen kann man den Einfluß des Parameters \tilde{l} erkennen: Er bestimmt die Wirkungsweise des Termes des magnetischen Zuges in (5.8), was sich in der Höhe der Aufsteilung widerspiegelt. Dabei bleibt der magnetische Zug gleich, es ändert sich lediglich die effektive Länge der Flußröhre und damit die in ihr enthaltene Masse. Bei niedrigem \tilde{l} wirkt der magnetische Zug auf eine kleinere Masse, so daß die Aufsteilung effektiver ist. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Störung nach rechts bewegt und die Aufsteilung an sich, bleiben bei verschiedener Wahl von \tilde{l} gleich.

Konsequenzen

In diesem einfachen eindimensionalen Modell wurde gefunden, daß sich Störungen, die auf einer abfallenden Flanke im Magnetfeld angebracht werden, *nur* unter der Wirkung von magnetischem Zug und Druck fortbewegen und aufsteilen. Man kann eine Ähnlichkeit zu den Strukturen in der 3D-Zwei-Ionen-MHD-Simulation erkennen.

Hier soll ein spekulativer Vergleich des einfachen Modells mit dem 3D-Modell der vorangegangenen Abschnitte erfolgen. Wir wollen versuchen, zu erklären, in welchem Bereich die Ergebnisse aus dem hier betrachteten Modell auch im 3D-Zwei-Ionen-MHD-Modell sichtbar sind: Die Störung kommt dort durch die den Kometenkern umströmenden Protonen zustande, die auf der Schweifseite eine Kraft entgegen der Beschleunigungsrichtung der schweren Ionen ausüben (Abschnitt 5.2.3). Diese Störung breitet sich dann gemäß der Betrachtungen im eindimensionalen Modell aus. Der Teil, der nach links wandert, spielt keine große Rolle, da er in den Bereich gerät, wo die Produktion an neuen Ionen maximal ist und so die Störung vernachlässigt werden kann. Im Schweif ist aber Platz für die Ausbreitung und Aufsteilung der Störung, so daß sie hier in der 3D-Zwei-Ionen-MHD-Simulation beobachtet wird.

Die Periode, mit der die Knoten in der 3D-Zwei-Ionen-MHD-Simulation entstehen, kann mit diesem Modell nicht reproduziert werden. Sie ist eine Eigenschaft, die durch die Plasmagrößen um den Kometenkern festgelegt ist und damit ein Resultat der Massenbeladung in dem betrachteten Zwei-Ionen-System, die in dem eindimensionalen Modell dieses Abschnitts vollkommen fehlt. Die Periode stellt die Zeit dar, in der das System einen Knoten bildet und dann wieder – durch die voranschreitende Ionenproduktion des Kometenkerns – in seine Ausgangslage zurückgeht.

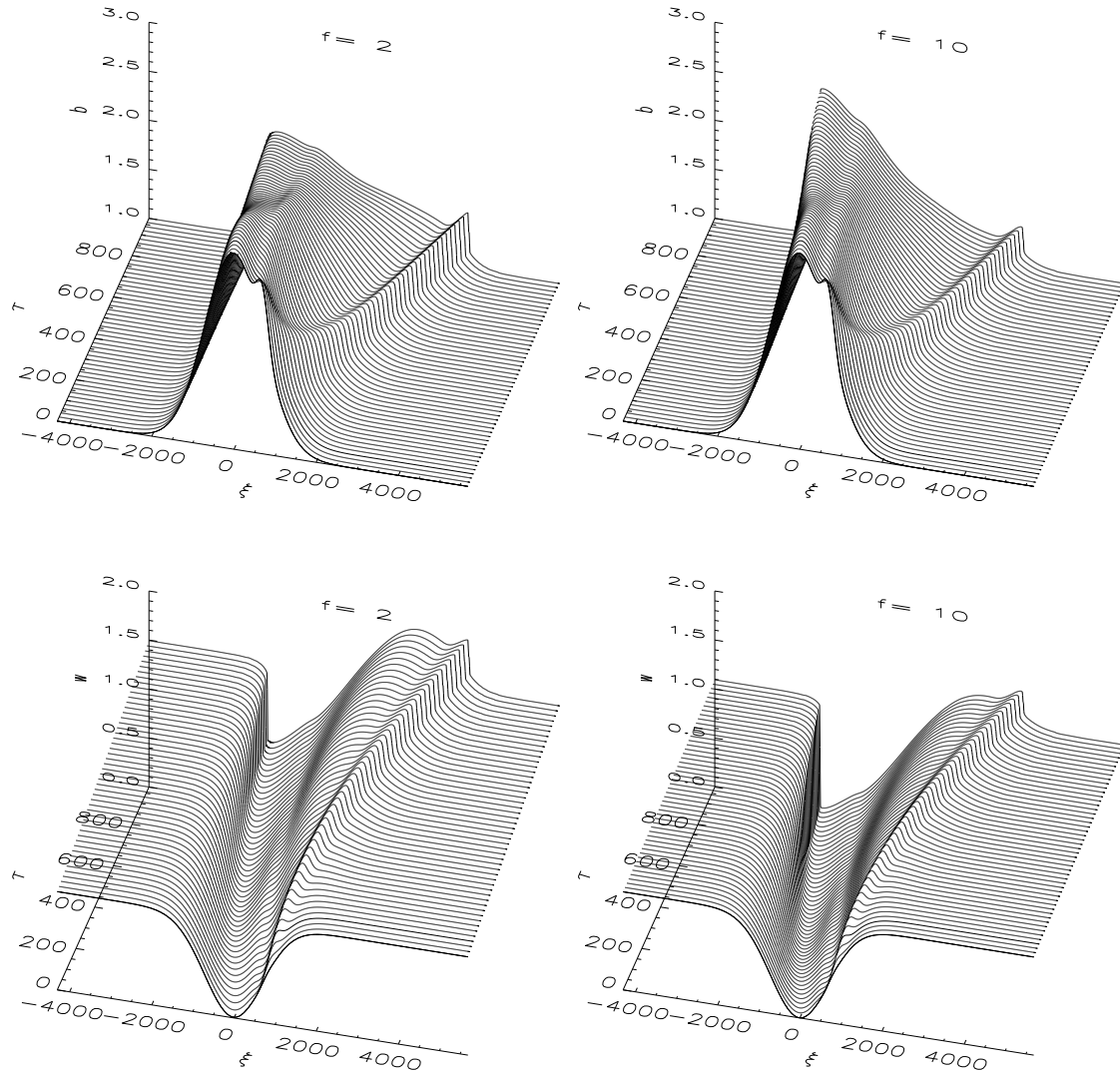


Abbildung 5.14: Zeitliche Entwicklung der Konfiguration, wie in Abbildung 5.13 dargestellt. Oben ist b , unten w dargestellt. Links: $f = 2$, rechts: $f = 10$ (siehe Text). Der Vergleich zeigt: Bei höherem f ist der Term, der den magnetischen Zug enthält, herabgesetzt, und die Aufsteilung ist nicht so stark wie bei niedrigeren Werten für f .

Die *Bewegung* der Knoten im Schweif ist demnach ein Effekt, der durch die Wirkung des eingefrorenen Magnetfeldes auf die strömenden Ionen zustande kommt und daher auch mit einer Ionensorte realisierbar ist. Die *Entstehung* der Knoten, d. h. das periodische Auftreten von Störungen auf der Schweifseite, ist nach unseren Betrachtungen ein Resultat der Zwei-Ionen-MHD (Abschnitt 5.2.3). Es sind bisher keine Ein-Ionen-MHD-Simulationen durchgeführt worden, die bei konstanten Sonnenwindbedingungen ähnliche Strukturbildung zeigen.

5.5 Vergleich mit Komet Austin

In diesem Abschnitt wird wieder die 3D-Zwei-Ionen-MHD-Simulation betrachtet. Ein Vergleich mit Komet Austin kann nur qualitativ erfolgen. Die Quellstärken in den Simulationen reichen wegen der begrenzten Zahl der Gitterpunkte nur bis zu $1 \cdot 10^{28} \text{ s}^{-1}$, während Komet Austin zur Zeit der Beobachtung eine Quellstärke von $2 \cdot 10^{29} \text{ s}^{-1}$ hatte (vgl. Abschnitt 2.2).

Um überhaupt die gesehenen Knoten mit Komet Austin vergleichen zu können, wurden Simulationen mit verschiedenen Quellstärken durchgeführt und jeweils die Knotenentstehungsperiode bestimmt. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.15. Die Sterne mit Fehlerbalken sind die Werte, die aus der Simulation stammen. Die Fehlerbalken beschreiben die Unsicherheit der Bestimmung der Periode, wie sie sich beispielsweise auf Abbildung 5.4 für eine Quellstärke von $1 \cdot 10^{28} \text{ s}^{-1}$ ergibt. In die Abbildung ist ein grober Wert, der für die Knotenentstehungsperiode bei Komet Austin ermittelt wurde (Abschnitt 2.2.2), eingetragen. Dieser Vergleich zeigt, daß die in der Simulation gefundene Größenordnung der Knotenentstehungsperiode in einem vernünftigen Rahmen liegt, wenn man die niedrigeren Quellstärken der durchgeführten Simulationen berücksichtigt.

Ein besserer Vergleich zwischen Simulation und Beobachtung wäre natürlich wünschenswert. Das Ziel einer Simulation über Effekte in Kometenplasmen kann aber nicht sein, die Beobachtungsdaten genau zu reproduzieren – dies stößt oftmals schon allein durch die hohen Quellstärken auf Probleme. Die Phänomene, die sich in einem Plasmaschweif eines Kometen so eindrucksvoll vollziehen sind einfach zu vielfältig, um sie komplett mit *einem* Modell simulieren zu können. Die hier angeführten Ergebnisse zeigen, daß es im Schweif eines Kometen (oder unmagnetisierten Planeten) Dichtewellenphänomene geben kann, die in der Nähe des Kerns *auf der Schweifseite* angeregt werden. Dieses Ergebnis ist durchaus auf andere, ähnliche Plasmakonfigurationen (z. B. künstliche Kometen) übertragbar. Dies ist ein bislang unerforschtes Phänomen bei der Modellierung von Schweifstrukturen. Früher wurde es nur in schwachen Kometen, wo andere qualitative Zusammenhänge herrschen, untersucht [Bogdanov et al., 1996].

Hier soll noch eine Spekulation angeschlossen werden. Extrapoliert man (line-

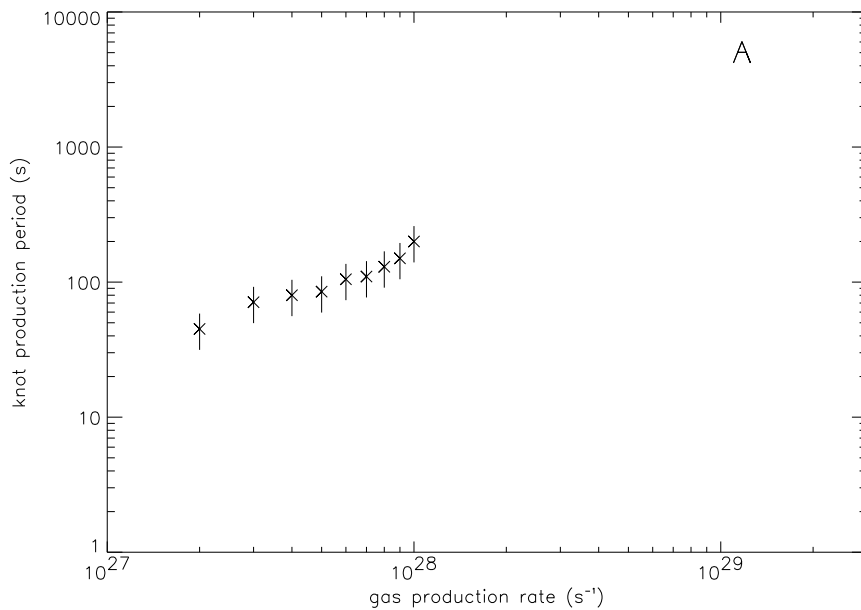


Abbildung 5.15: Knotenentstehungsperiode in Simulation (Kreuze mit Fehlerbalken) und Beobachtung (A steht für Komet Austin, vgl. Abschnitt 2.2.2).

ar, in der Abbildung nicht dargestellt) die Knotenentstehungsperiode der Simulation über die, die bei Komet Austin gefunden wurde, hinaus zu Komet Hale-Bopp (Gasproduktionsrate $\approx 3 \cdot 10^{30} s^{-1}$), so findet man Perioden von mehr als $100000 s \approx 30$ Stunden. Eine derartig langsame Knotenentstehung würde sich aber der Beobachtung entziehen, da nicht anzunehmen ist, daß der Sonnenwind über so lange Zeit konstant bleibt. Änderungen im Sonnenwind ändern die Plasmamaparameter unter Umständen so sehr, daß die Knotenbildung in der hier beschriebenen Weise nicht mehr funktioniert. In diesem Punkt könnte die Erklärung dafür liegen, warum bei den Beobachtungen von Hale-Bopp keine Strukturbewegungen gefunden wurden. Die Plasmakonfiguration um den Kometen Hale-Bopp ist eben durch seine hohe Produktionsrate träger als der Sonnenwind selbst und ändert sich daher hauptsächlich durch Änderungen in den Sonnenwindbedingungen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Der Plasmaschweif eines Kometen ist das Resultat der Wechselwirkung von Sonnenwind und der UV-Strahlung von der Sonne mit der Koma des Kometen. Das Magnetfeld des massebeladenen Sonnenwindes verformt sich und beschleunigt kometare Ionen in Richtung Schweif. Dabei werden eine Vielzahl von Strukturen beobachtet, unter anderem regelmäßige Dichteanhäufungen oder Knoten. Diese Strukturen werden seit über einem Jahrhundert intensiv beobachtet und deren Dynamik bestimmt. Die vorliegende Arbeit behandelt vorwiegend Strukturen in Plasmaschweif von Kometen in Beobachtung und Simulation und versucht einige der noch offenen Fragen auf diesem Gebiet zu beantworten.

Im April und Mai 1997 wurde im Rahmen dieser Arbeit Komet Hale-Bopp beobachtet und die Aufnahmen bearbeitet und ausgewertet. Die Beobachtungen hatten zum Ziel, die Dynamik von Strukturen im Plasmaschweif zu bestimmen und durch Photometrie die in den Schweifstrukturen enthaltene Masse zu ermitteln; aus diesen Informationen sollte eine Aussage über die im Schweif wirkenden Kräfte gemacht werden. In drei Nächten konnten sehr gute Beobachtungen des Plasmaschweifes durchgeführt werden. Die Analyse der zeitlichen Entwicklung der Strukturen zeigte: Über eine Zeitskala von zwei Stunden sind die Strukturen innerhalb der erreichten Auflösung unverändert; an zwei aufeinander folgenden Tagen sind die Veränderungen bereits so groß, daß keine gemeinsame Struktur mehr identifiziert werden kann. Die Bestimmung der Dynamik der Schweifstrukturen war daher aus diesen Beobachtungen nicht möglich.

Durch Eichung mit Standardsternen wurden im Schweif CO^+ -Flächendichten bestimmt und diese mit einigen Zusatzannahmen in CO^+ -Dichten umgerechnet. Die errechneten Dichten liegen im Bereich von $1 \text{ CO}^+\text{-Molekül cm}^{-3}$, in Übereinstimmung mit Messungen anderer Beobachter.

In die Betrachtungen wurden auch bereits ausgewertete Beobachtungsdaten von Komet Austin vom Mai 1990 einbezogen. Die Beobachtungen zeigen periodisch auf-

tretende Knoten im Plasmaschweif. Die gemessenen Knotengeschwindigkeiten liegen in einem Bereich von $20 - 110 \text{ km s}^{-1}$. Es wurde eine Beschleunigung der Knoten von etwa 1.2 m s^{-2} und Entstehungsperiode von im Mittel 4000 s gefunden.

Mit Hilfe der Plasmadichte im Schweif und der Geschwindigkeit der Knoten (hier gleichgesetzt mit der Plasmageschwindigkeit im Schweif) konnte der Plasmafluß im Schweif für die betrachteten Kometen abgeschätzt werden. Die Beobachtungsdaten wurden dabei durch Literaturwerte ergänzt. Ein Vergleich mit den aus anderen Beobachtungen ermittelten Produktionsraten des betrachteten Moleküls CO^+ zeigt, daß bei Komet Austin etwa 11%, bei Hale-Bopp 14% des gesamten Plasmas im Schweif konzentriert sind. Diese Zahlen sind Abschätzungen und liegen in einem Bereich, der mit Literaturwerten auch anderer Kometen übereinstimmt.

Um die Kometenplasmaumgebung zu simulieren, wurde ein Zwei-Ionen-MHD-Modell herangezogen. Ein vorhandener 2D-Code wurde zu 3D erweitert, ausführlich getestet und für die globale Simulation der Kometenumgebung eingesetzt. Die Simulationsergebnisse wurden mit *in situ* Beobachtungen an Komet Giacobini-Zinner verglichen. Eine Vielzahl von Wellen und Unregelmäßigkeiten der *in situ* Beobachtungen können in der Simulation nicht wiedergegeben werden, der globale Vergleich ist aber zufriedenstellend. Man kann daran erkennen, in welchen Grenzen die Simulationen Aussagen über die Realität zulassen. Im Vergleich mit theoretischen Beschreibungen der Plasmaumgebung eines Kometen, wie das um den Kometen drapierte Magnetfeld, der Abstand, die Form der Bugstoßwelle und Protonopause, entsprechen die Simulationsergebnisse den Erwartungen.

Es wurde gezeigt, daß der Kraftterm, der von der Relativgeschwindigkeit beider Ionensorten abhängt, für die Bildung der Protonopause wesentlich ist. Die Protonopause kommt durch ein Maximum dieses Kraftterms zustande, der die einströmenden Flußröhren an der Protonopause so lange bremst, bis die meisten Protonen seitlich abgefließen sind. Protonen, die innerhalb der Protonopause eindringen, führen Schwingungen mit der Gyrationfrequenz der Protonen um die Magnetfeldrichtung aus.

Die Simulationsergebnisse zeigen im gesamten betrachteten Parameterbereich periodische Änderungen der Dichte nahe des Kometenkerns, die mit Auswürfen von Masseklumpen oder Knoten begleitet werden, *ohne daß die äußeren Bedingungen geändert wurden*. Ein Vergleich der Kraftterme, die im Simulationsmodell enthalten sind macht deutlich, daß magnetischer Druck und Zug für die Bildung der Knoten besonders wichtig sind. Auf der sonnenabgewandten Seite des Kometen kann in den Simulationsergebnissen eine Region im Schweif beobachtet werden, wo magnetischer Druck dem magnetischen Zug entgegenwirkt. Diese Konfiguration resultiert in dem periodischen Auswerfen von Knoten.

Die Dynamik der Knoten im Schweif wurde ebenfalls analysiert. Es wurde gezeigt, daß die Knoten von Anfang an von Ionen durchflossen werden, die Geschwindigkeit der Knoten also kleiner ist als die der Ionen. Das bedeutet, die Knoten bewegen

sich in Form einer Dichtewelle, stellen also nicht die globale Bewegung von Plasmaanhäufungen dar. Bei der Bewegung der Knoten im Schweif gibt es eine Region, wo Ionen und Knoten beschleunigt werden, eine, wo die Knoten bereits eine Endgeschwindigkeit erreicht haben und eine, wo Ionen und Knoten eine konstante Endgeschwindigkeit besitzen. In der letzteren Region kommt es als Resultat des Wechselspiels zwischen magnetischem Druck und magnetischem Zug zur Aufteilung des Dichteprofiles der Knoten.

In einem einfachen eindimensionalen Modell konnte gezeigt werden, wie – bei für die Schweifseite von Kometen typischen Plasmakonfigurationen – Knoten *nur* unter Berücksichtigung von magnetischen Zug und Druck entstehen können. Innerhalb dieses einfachen Modells ist auch die Aufteilung und Bewegung der Knoten mit einer konstanten Geschwindigkeit zu sehen.

Die Ergebnisse der 3D-Zwei-Ionen-MHD-Simulation wurden auch im Zusammenhang mit den Beobachtungsergebnissen von Komet Austin betrachtet. Man kann erkennen, daß die simulierten Knotenentstehungsperioden in einem realistischen Bereich liegen. Trotz der unterschiedlichen Größenordnungen der Plasmamaparameter in Beobachtung und Simulation handelt es sich hier offenbar um die gleichen Effekte und man kann so die Simulationsergebnisse auf die Realität übertragen: Es kann in Plasmaschweif von Kometen Strukturen geben, die sich in Form einer Dichtewelle bewegen, also nicht die globale Bewegung des Plasmas darstellen. Darüber hinaus können ohne Änderungen der äußeren Bedingungen periodisch Knoten gebildet und in den Schweif getragen werden.

Anhang A

Tabellen

Tabelle A.1: Übersicht aller gelungenen Aufnahmen. Der interessanteste, hellere Teil des Plasmaschweifs konnte durch etwa drei Aufnahmen mit viel Überlappung abgedeckt werden ($\approx 3^\circ$ des Schweifs wurden damit abgedeckt). K=Kopf mit nahem Schweif, MS=Mittlerer Schweif, WS=Weiter Schweif.

Datum	Zeit (UT)	Beobachteter Teil des Kometen	Bemerkungen
6. April 1997	18:13	K	
	18:16	K	
	18:19	K	
	18:21	K	
	18:29	K	
	18:34	K	
	18:41	K	
	18:49	MS	
	18:57	MS	
	19:07	MS	
	19:14	MS	
	19:23	WS	
	19:31	WS	
7. April 1997	17:55	K	
	18:02	MS	
	18:09	MS	
	18:51	K	
	18:58	WS	
	19:04	WS	
	19:13	K	
10. April 1997	19:19	K	
	18:30	K	
	18:37	MS	
	18:42	MS	
	18:49	WS	
	19:00	K	
	19:06	MS	
4. Mai 1997	19:12	WS	
	17:57	K	
	18:03	K	
	18:09	K	
	18:14	K	
	18:21	K	
	18:26	K	
	18:31	K	
	18:36	K	
	18:41	K	
	18:46	K	
	18:51	K	
	18:56	K	
	19:01	K	
	19:06	K	
	19:11	K	
	19:16	K	
	19:21	K	
	19:26	K	
5. Mai 1997	17:47	K	
	18:33	K	
	18:38	K	
	18:42	K	
	18:48	K	
	18:55	K	
	19:00	K	
	19:05	K	
	19:10	K	
	19:15	K	

Tabelle A.2: Zusammenstellung der Parameter der Simulationsläufe. Die Tabelle zeigt die Parameter (vgl. Tabelle 3.3) die bei der Simulation variiert wurden. Es sind nur Simulationsläufe unter Vernachlässigung der Ionendrucke aufgeführt. Für die nicht variierten Parameter wurden folgende Werte angenommen: $\xi = 1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $v_{ej} = 1 \text{ km s}^{-1}$, $Z_h = 1$ und $\varepsilon = 5 \text{ eV}$. Alle Simulationsläufe wurden auf Gittergrößen von $120 \times 120 \times 120$, $200 \times 100 \times 100$, $300 \times 80 \times 80$ oder $200 \times 150 \times 150$ durchgeführt. Außerdem wurde zu Testzwecken und zur intensiven Variation von praktisch allen Parametern ein kleineres Gitter von $60 \times 60 \times 60$ und kleiner benutzt. Die Simulationen auf den kleineren Gittern sind in der Tabelle nicht aufgeführt.

Ohne Stoßterm:

$Q_h \text{ (s}^{-1}\text{)}$	M_A	$B_\infty \text{ (nT)}$	α	$n_{p,\infty} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$\beta_{e,\infty}$	$\frac{m_h}{m_p}$	$\Delta x = \Delta y = \Delta z$ (norm. auf $L_{s\text{kin},\infty}$)	Δt (norm. auf $\Omega_{p,\infty}^{-1}$)
$1 \cdot 10^{27}$	2, 4	16	90°	6	2	15	2, 10, 20	0.1, 0.5, 1.0
$3 \cdot 10^{27}$	2	16	90°	6	2	15	10	0.5
$5 \cdot 10^{27}$	4, 10	16	90°	6	2	15	2	0.05, 0.1
$6 \cdot 10^{27}$	4	16	90°	6	2	15	2, 10, 20	0.1, 1.0
$1 \cdot 10^{28}$	2, 3, 4, 5, 6, 7, 10	8, 10, 16	$45^\circ, 90^\circ$	4, 6	2, 6	10, 15, 28	2, 10, 20	0.05, 0.1, 0.5, 1.0
$2 \cdot 10^{28}$	2	16	90°	6	2	15	10	0.5, 1.0
$3 \cdot 10^{28}$	4	16	90°	6	2	15	20	1.0
$5 \cdot 10^{28}$	4	16	$45^\circ, 90^\circ$	6	2	15	2, 20	0.05, 1.0
$1 \cdot 10^{29}$	4, 8	16	$45^\circ, 90^\circ$	6	2	15	20	0.5, 1.0

Mit Stoßterm:

$Q_h \text{ (s}^{-1}\text{)}$	M_A	$B_\infty \text{ (nT)}$	α	$n_{p,\infty} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$\beta_{e,\infty}$	$\frac{m_h}{m_p}$	$\Delta x = \Delta y = \Delta z$ (norm. auf $L_{s\text{kin},\infty}$)	Δt (norm. auf $\Omega_{p,\infty}^{-1}$)
$5 \cdot 10^{26}$	4	16	90°	6	2	15	2	0.1
$1 \cdot 10^{28}$	4	16	$45^\circ, 90^\circ$	6	2	15	20	1.0

Literaturverzeichnis

A'Hearn, M. F. and Festou, M. C. (1990). „The neutral coma“. In Huebner, W. F. (Hrsg.), *Physics and chemistry of comets*, pages 69–112.

Alfvén, H. (1957). „On the theory of comet tails“. *Tellus*, **9** (92).

Arpigny, C. (1964). „Detailed study of the CN violet (0,0) band in cometary spectra“. *Annales d'Astrophysique*, **27** (5) 393–405.

Bame, S. J., Anderson, R. C., Asbridge, J. R., Baker, D. N., Feldman, W. C., Fuselier, S. A., Gosling, J. T., McComas, D. J., Thomsen, M. F., Young, D. T., and Zwickl, R. D. (1987). „Comet Giacobini-Zinner: Plasma description“. *Science*, **232** 356–361.

Banks, P. M. and Kockarts, G. (1973). *Aeronomy*. New York Academic Press.

Bauer, O. H., Haerendel, G., Höfner, H., Lieb, W., and Rieger, E. (1991). „Komet Austin“. *Tätigkeitsbericht, Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik*, **1990** 19–20.

Baumjohann, W. and Treumann, R. A. (1996). *Basic space plasma physics*. Imperial College Press.

Biermann, I. (1951). „Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung“. *Zeitschrift für Astrophysik*, **29** 274–286.

Biermann, I., Brosowski, B., and Schmidt, H. U. (1967). „The interaction of the solar wind with a comet“. *Solar Physics*, **1** 254–284.

Bogdanov, A. T., Sauer, K., Baumgärtel, K., and Srivastava, K. (1996). „Plasma structures at weakly outgassing comets - results from bi-ion fluid analysis“. *Planetary and Space Science*, **44** (6) 519–528.

Bonev, T. and Jockers, K. (1994). „H₂O⁺ ions in the inner plasma tail of comet Austin 1990 V“. *Icarus*, **107** 335–357.

Book, D. (Hrsg.) (1981). *Finite-difference techniques for vectorized fluid dynamics calculations*. Springer.

- Brown, M. E., Bouches, A. H., Spinrad, H., and Misch, A. (1998). „Sodium velocities and sources in Hale-Bopp“. *Icarus*, **134** 228–234.
- Celnik, W. E. and Schmidt-Kaler, T. H. (1987). „Structure and dynamics of plasma-tail condensations of comet P/Halley 1986 and inferences of the structure and activity of the cometary nucleus“. *Astronomy and Astrophysics*, **187** 233–248.
- Coates, A. J., Wilken, B., Johnstone, A. D., Jockers, K., Glaßmeier, K.-H., and Huddleston, D. E. (1990). „Bulk properties and velocity distributions of water group ions at comet Halley: Giotto measurements“. *Journal of Geophysical Research*, **95** (A7) 10249–10260.
- Coates, A. J., Wilken, B., and Neubauer, F. M. (1993). „Velocity space diffusion and nongyrotropy of pickup water group ions at comet Grigg-Skjellerup“. *Journal of Geophysical Research*, **98** (A12) 20985–20994.
- Cravens, T. E. (1997). „Comet Hyakutake X-ray source: Charge transfer of solar wind heavy ions“. *Geophysical Research Letters*, **24** (1) 105–108.
- Crovisier, J. (1985). „Searching for cometary parent molecules at radio wavelengths“. *The Astronomical Journal*, **90** (4) 670–674.
- Dello Russo, N., DiSanti, M. A., Mumma, M. J., and Goddard Space Flight Center, NASA (1997). „Water production rate of comet Hale-Bopp“. *IAU Circular*, **6604**.
- Dennerl, K. (1999). „X-ray emission from comets“. In Baylis, W. E. and Drake, G. W. F. (Hrsg.), *Atomic Physics*, volume 16, pages 361–376. The American Institute of Physics.
- DiSanti, M. A., Fink, U., and Schultz, A. B. (1990). „The spatial distribution of H_2O^+ in comet P/Halley“. *Icarus*, **86** 152–171.
- Ershkovich, A. I. (1980). „Kelvin-Helmholtz instability in type-1 comet tails and associated phenomena“. *Space Science Reviews*, **25** 3–34.
- Ershkovich, A. I. and Mendis, D. A. (1983). „On the penetration of the solar wind into the cometary ionosphere“. *The Astrophysical Journal*, **269** 743–750.
- Ershkovich, A. I., Nusinov, A. A., and Chernikov, A. A. (1972). „Oscillations of type-1 comet tails“. *Planetary and Space Science*, **20** 1235–1243.
- Flammer, K. R. (1991). „The global interaction of comets with the solar wind“. In Newburn, J., Neugebauer, M., and Rahe, J. (Hrsg.), *Comets in the post-Halley era*, pages 1125–1144. Kluwer Academic Dordrecht.

Fletcher, C. A. J. (1991). *Computational Techniques for Fluid Dynamics*, volume 1. Springer Verlag, 2 edition.

Gaffey, J. D., Winske, D., and Wu, C. S. (1988). „Time scales for formation and spreading of velocity shells of pickup ions in the solar wind“. *Journal of Geophysical Research*, **93** 5470–5486.

Galeev, A. A., Cravens, T. E., and Gombosi, T. I. (1985). „Solar wind stagnation near comets“. *The Astrophysical Journal*, **289** 807–819.

Galeev, A. A. et al. (1987). „Physical processes in the vicinity of the cometopause interpreted on the basis of plasma, magnetic field and plasma wave data measured on board the VEGA-2 spacecraft“. In Rolfe, E. J. and Battrock, B. (Hrsg.), *Symposium on the diversity and similarity of comets*, volume SP-278 of ESA, pages 83–87. ESA.

Glaßmeier, K.-H., Coates, A. J., Acuña, M. H., Goldstein, M. L., Johnstone, A. D., Neubauer, F. M., and Rème, H. (1989). „Spectral characteristics of low-frequency plasma turbulence upstream of comet P/Halley“. *Journal of Geophysical Research*, **94** (A1) 37–48.

Glaßmeier, K.-H. and Neubauer, F. M. (1993). „Low-frequency electromagnetic plasma waves at comet P/Grigg-Skjellerup: Overview and spectral characteristics“. *Journal of Geophysical Research*, **98** (A12) 20921–20935.

Glaßmeier, K.-H. and Scholer, M. (Hrsg.) (1991). *Plasmaphysik im Sonnensystem*. BI Wissenschaftsverlag, Mannheim/Wien/Zürich.

Gombosi, T. I., DeZeeuw, D. L., and Häberli, R. M. (1996). „Three-dimensional multiscale MHD model of cometary plasma environments“. *Journal of Geophysical Research*, **101** (A7) 15233–15253.

Grün, E. and Jeßberger, E. K. (1990). „The neutral coma“. In Huebner, W. F. (Hrsg.), *Physics and chemistry of comets*, pages 113–176.

Haerendel, G. (1986). „Plasma flow and critical velocity ionization in cometary comae“. *Geophysical Research Letters*, **13** (3) 255–258.

Haerendel, G. (1987a). „Plasma transport near the magnetic cavity surrounding comet Halley“. *Geophysical Research Letters*, **14** (7) 673–676.

Haerendel, G. (1987b). „Tail exploration and tail formation with artificial plasma clouds“. In Lui, A. T. Y. (Hrsg.), *Magnetotail Physics*, pages 337–351. The John Hopkins University Press Baltimore and London.

Haerendel, G., Rieger, E., Bauer, O. H., Höfner, H., and Lieb, W. (1990). „Beobachtung und Auswertung von Komet Austin“. *Persönliche Mitteilung*.

Ip, W. and Axford, W. I. (1990). „The plasma“. In Huebner, W. F. (Hrsg.), *Physics and chemistry of comets*, pages 177–233.

Ip, W.-H. (1994). „On a thermodynamic origin of the cometary ion rays“. *The Astrophysical Journal*, **432** L143–L145.

Jockers, K. and Bonev, T. (1997). „H₂O⁺, CO⁺, and dust in comet P/Swift-Tuttle“. *Astronomy and Astrophysics*, **319** 617–629.

Johnstone, A. D. (1985). „Comets“. In Priest, E. R. (Hrsg.), *Solar System Magnetic Fields*, pages 257–283.

Keller, H. U. (1990). „The neutral coma“. In Huebner, W. F. (Hrsg.), *Physics and chemistry of comets*, pages 13–68.

Krishna Swamy, K. S. (1979). „Intensities of A-X and B-X bands of CO and CO⁺ in comets“. *The Astrophysical Journal*, **227** 1082–1085.

Lipatov, A. S., Sauer, K., and Baumgärtel, K. (1997). „2.5D hybrid code simulation of the solar wind interaction with weak comets and related objects“. *Advances in Space Research*, **20** (2) 279–282.

Lisse, C. M., Dennerl, K., Englhauser, J., Harden, M., Marshall, F. E., Mumma, M. J., Petre, R., Pye, J. P., Ricketts, M. J., Schmitt, J., Trümper, J., and West, R. G. (1996). „Discovery of X-ray and extreme ultraviolet emission from comet C/Hyakutake 1996 B2“. *Science*, **274** 205–209.

Lüst, R. (1962). „Die Bewegung und Form von Strukturen im Schweif des Kometen Mrkos 1957d“. *Zeitschrift für Astrophysik*, **54** 67–97.

Lüst, R. (1963). „Comets: Structure and dynamics of tails“. In Middlehurst and Kuiper (Hrsg.), *The Moon, Meteorites and Comets (The Solar System Vol. IV)*, pages 618–638. The University of Chicago Press.

Lüst, R. (1967). „Bewegung von Strukturen in der Koma und im Schweif des Kometen Morehouse“. *Zeitschrift für Astrophysik*, **65** 236–250.

Magnani, L. and A’Hearn, M. F. (1986). „CO⁺ fluorescence in comets“. *The Astrophysical Journal*, **302** 477–487.

Marconi, M. L. and Mendis, D. A. (1984). „The effects of the diffuse radiation fields due to multiple scattering and thermal reradiation by dust on the dynamics and thermodynamics of a dusty cometary atmosphere“. *The Astrophysical Journal*, **287** 445–454.

McComas, D. J., Gosling, J. T., Bame, S. J., Slavin, J. A., Smith, E. J., and Steinbert, J. L. (1987). „The Giacobini-Zinner magnetotail: Tail configuration and current sheet“. *Journal of Geophysical Research*, **92** (A2) 1139–1152.

Mendis, D. A., Houppis, H. L. F., and Marconi, M. L. (1985). „The physics of comets“. *Fundamentals of cosmic physics*, **10** 1–380.

Mendis, D. A. and Rosenberg, M. (1994). „Cosmic dusty plasma“. *Annual Reviews in Astronomy and Astrophysics*, **32** 419–463.

Motschmann, U. and Glaßmeier, K.-H. (1993). „Nongyrotropic distribution of pickup ions at comet P/Grigg-Skjellerup: A possible source of wave activity“. *Journal of Geophysical Research*, **98** (A12) 20877–20983.

Motschmann, U. and Glaßmeier, K.-H. (1998). „Dispersion and wave excitation in nongyrotropic plasmas“. *Journal of Plasma Physics*, **60** (1) 111–132.

Mumma, M. J., DiSanti, M. A., Dello Russo, N., and Goddard Space Flight Center, NASA (1997). „CO and H₂O production rates of comet Hale-Bopp“. *IAU Circular*, **6568**.

Neubauer, F. M., Glaßmeier, K.-H., Coates, A. J., and Johnston, A. D. (1993). „Low-frequency electromagnetic plasma waves at comet P/Grigg-Skjellerup: Analysis and interpretation“. *Journal of Geophysical Research*, **98** (A12) 20937–20953.

Niedner, M. B. and Brandt, J. C. (1979). „Interplanetary gas XXIV: Are cometary plasma tail disconnections caused by sector boundary crossings or by encounters with high-speed streams?“. *The Astrophysical Journal*, **234** 723–732.

Pereisec, A. et al. (1990). „UV-spectra of comet Austin“. *IAU Circular*, **5012**.

Raeder, J. (1990). „Ein zweidimensionales, anisotropes Multiionenmodell der Plasmawechselwirkung einer Kometenatmosphäre mit dem Sonnenwind“. In Ebel, A., Neubauer, F. M., Raschke, E., and Speth, P. (Hrsg.), *Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln*, volume 69.

Rauer, H. and Jockers, K. (1993). „Doppler measurements of the H₂O⁺ ion velocity in the plasma tail of comet Levy 1990c“. *Icarus*, **102** 117–133.

- Rème, H., Mazelle, C., d'Uston, C., Korth, A., Lin, R. P., and Chaizy, P. (1994). „There is no 'cometopause' at comet Halley“. *Journal of Geophysical Research*, **99** (A2) 2301–2308.
- Rosenvinge, T. T., Brandt, J. C., and Farquhar, R. W. (1986). „The international cometary explorer mission to comet Giacobini-Zinner“. *Science*, **232** 353–356.
- Sahnou, D. J., Feldman, P. D., McCandliss, S. R., Martinez, M. E., and University, J. H. (1997). „CO and H₂O production rates of comet Austin“. *IAU Circular*, **5010**.
- Sauer, K. (1988). „A new plasma model for comet Halley“. *IKF Preprint*, **1**.
- Sauer, K., Bogdanov, A. T., and Baumgärtel, K. (1994). „Evidence of an ion composition boundary (protonopause) in bi-ion fluid simulations of solar wind mass loading“. *Geophysical Research Letters*, **21** (20) 2255–2258.
- Sauer, K., Bogdanov, A. T., and Baumgärtel, K. (1995). „The protonopause – an ion composition boundary in the magnetosheath of comets, Venus and Mars“. *Advances in Space Research*, **16** (4) 153–158.
- Scherb, F., Magee-Sauer, K., Roesler, F. L., and Harlander, J. (1990). „Fabry-Perot observations of comet Halley H₂O⁺“. *Icarus*, **86** 172–188.
- Schleicher, D. G., Osip, D. J., and Lowell Observatory (1990). „Water production rate of comet Austin“. *IAU Circular*, **5001**.
- Schmidt, H. U. and Wegmann, R. (1982). „Plasma flow and magnetic fields in comets“. In Wilkening, L. L. (Hrsg.), *Comets*, pages 538–560. Univ. of Arizona Press Tucson.
- Schmidt-Voigt, M. (1987). „Time dependent MHD models for the cometary magnetosphere“. In Rolfe, E. J. and Battrick, B. (Hrsg.), *Symposium on the diversity and similarity of comets*, volume SP-278 of *ESA*, pages 127–131. ESA.
- Smith, J. E., Tsurutani, B. T., Slavin, J. A., Jones, D. E., Siscoe, G. L., and Mendis, D. A. (1986). „International cometary explorer encounter with Giacobini-Zinner: Magnetic field observations“. *Science*, **232** 382–385.
- Smithsonian Astrophysical Observatory (1966, reprinted 1971). *Star catalog; Positions and proper motions of 258,997 stars for the epoch and equinox of 1950.0; Part I: stars 000-001 - 073-708 (bands +80 degrees to +30 degrees)*. Number 4652 in Smithsonian publication. Washington: Smithsonian Inst.
- Stubbe, P. (1968). „Frictional forces and collision frequencies between moving ion and neutral gases“. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **30** 1965–1985.

Szegő, K., Glaßmeier, K.-H., Bingham, R., Bogdanov, A., Brinca, A., Cravens, T., Dubinin, E., Fischer, C. T., Fisk, L., Gombosi, T., Haerendel, G., Isenberg, P., Lee, M., Mazelle, C., Möbius, E., Motschmann, U., Sauer, K., Schwadron, N., Shapiro, V. D., Tsurutani, B., and Zank, G. (1999). „Physics of mass loaded plasmas“. einge-reicht zur Veröffentlichung in *Space Science Reviews*.

Vehrenberg, H. (1970). *Atlas stellarium 1950.0*. Düsseldorf Treugesell.

Wegmann, R. (1995). „MHD model calculations for the effect of interplanetary shocks on the plasma tail of a comet“. *Astronomy and Astrophysics*, **294** 601–614.

Whipple, F. L. (1950). „A comet model: I. The acceleration of comet Encke“. *The Astrophysical Journal*, **111** 375–394.

Whipple, F. L. (1951). „A comet model: II. Physical relations for comets and me-teors“. *The Astrophysical Journal*, **113** 464–474.

Winske, D., Wu, C. S., Li, Y. Y., Mou, Z. Z., and Guo, S. Y. (1985). „Electromagnetic instabilities produced by neutral-particle ionization in interplanetary space“. *Journal of Geophysical Research*, **90** 2713–2726.

Woods, L. C. (1987). *Principles of Magnetoplasma Dynamics*. Clarendon Press Oxford.

Wu, C. S. and Davidson, R. C. (1972). „Electromagnetic instabilities produced by neutral-particle ionization in interplanetary space“. *Journal of Geophysical Research*, **77** (28) 5399–5406.

Wu, C. S. and Haertle, R. E. (1974). „Further remarks on plasma instabilities pro-duced by ions born in the solar wind“. *Journal of Geophysical Research*, **79** (1) 283–285.

Wu, C. S., Haertle, R. E., and Ogilvie, K. W. (1973). „Interaction of singly charged interstellar helium ions with the solar wind“. *Journal of Geophysical Research*, **78** (1) 306–309.

Wurm, K. (1963). „The physics of comets“. In Middlehurst, B. M. and Kuiper, G. P. (Hrsg.), *The Moon, Meteorites and Comets (The solar system)*, volume IV, pages 573–617.

Wyckoff, S. and Wehinger, P. (1976). „Molecular ions in comet tails“. *The Astrophysical Journal*, **204** 604–615.

Yi, Y., Walker, R. J., Ogino, T., and Brandt, J. C. (1996). „Global magnetohydro-dynamic simulation of a comet crossing the heliospheric current sheet“. *Journal of Geophysical Research*, **101** (A12) 27585–27601.

Zalesak, S. T. (1979). „Fully multidimensional flux-corrected transport – algorithms for fluids“. *Journal of Computational Physics*, **31** 335–362.

Danke

Ich danke besonders Herrn Prof. Dr. Gerhard Haerendel, der mir das interessante Thema vorgeschlagen hat und mir die Möglichkeit gab, mein im Studium angeregtes Interesse für Kometen eingehend zu verfolgen und den spektakulären Kometen Hale-Bopp zu beobachten, sowie die aufwendige Simulation durchzuführen. Er gab mir im gesamten Verlauf der Arbeit entscheidende Impulse.

Herrn Dr. Alexander Bogdanov danke ich sehr für die tägliche Diskussionsbereitschaft und die große Unterstützung in allen physikalischen Bereichen in allen Phasen der Arbeit. Die vergangene Zeit war für mich dadurch äußerst lehrreich und zielstrebig zugleich.

Herr Dr. Konrad Sauer und Herr Dr. Alexander Bogdanov haben den 2D-Code zur Weiterentwicklung zur Verfügung gestellt, wofür ich mich sehr bedanken möchte.

Die Beobachtungen waren sehr abenteuerlich. Ich möchte mich bei Herrn Manfred Woche bedanken, der mich in diesem Abenteuer sehr bei der Handhabung mit dem Teleskop unterstützt und mir auf der verschneiten Sternwarte im Nebel geduldig Gesellschaft geleistet hat. Auch möchte ich an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. Ioanis Papamastorakis, Dr. Manolis Xilouris und Dr. Makis Paleologou danken, die bei den Beobachtungen ebenfalls sehr hilfsbereit waren.

Ich danke Dr. Joachim Vogt für seine hilfreichen Kommentare und Anregungen während und nach meinem Vortrag in Braunschweig und außerdem Dr. Bart de Pontieu, der mich in die Geheimnisse des Cray-Rechnens eingeweiht hat. An dieser Stelle sei auch allen gedankt, die mich während der vergangenen Zeit unterstützt haben und hier unerwähnt bleiben.

